



Non linéarités acoustiques et streaming de Rayleigh : mesures appliquées à la thermoacoustique

Emeline Saint Ellier

► To cite this version:

Emeline Saint Ellier. Non linéarités acoustiques et streaming de Rayleigh : mesures appliquées à la thermoacoustique. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Franche-Comté, 2013. Français. NNT : 2013BESA2032 . tel-01141777

HAL Id: tel-01141777

<https://theses.hal.science/tel-01141777>

Submitted on 13 Apr 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Non linéarités acoustiques et streaming de Rayleigh : mesures appliquées à la thermoacoustique

 **Emeline SAINT ELLIER**

SPIM

Thèse de Doctorat

UFC
N° XXX

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

THESE présentée par

Emeline SAINT ELLIER

pour obtenir le

Grade de Docteur de
L'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Energétique**

Non linéarités acoustiques et streaming de Rayleigh : mesures appliquées à la thermoacoustique

Unité de recherche :
Institut FEMTO-ST, département ENERGIE

Soutenue le 5 décembre 2013 devant le Jury :

P. LOTTON
J-C. VALIERE
M. FEIDT
Y. BAILLY
P. NIKA
D. RAMEL

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

Directeur de Recherches CNRS, LAUM, Le Mans
Professeur, Institut P', Université de Poitiers
Professeur, LEMTA, Université de Lorraine
Professeur, Université de Franche-Comté
Professeur, Université de Franche-Comté
Maître de Conférences, Université de Franche-Comté

Résumé

Les effets non linéaires de l'acoustique et en particulier le streaming de Rayleigh sont étudiés depuis les années 1850 où Lord Rayleigh fit l'observation d'un écoulement quasi permanent se superposant à l'onde acoustique qui se propageait dans un résonateur. Ce phénomène n'est donc pas nouveau et il a par ailleurs été le sujet de nombreuses études. Il a néanmoins été adopté comme point de départ de cette thèse, à ceci près que nous avons choisi de l'appliquer ici au cas particulier de la thermoacoustique. Cette nouvelle discipline qui a commencé à se développer dans les années 1980 met en œuvre un processus (basé sur la conversion réciproque entre énergie acoustique et énergie thermique) utilisé dans les systèmes thermoacoustiques tels que les moteurs ou réfrigérateurs. C'est une nouvelle technologie propre et fiable qui a de nombreux avantages. Cependant lorsque ces machines fonctionnent à forts niveaux acoustiques des effets indésirables viennent perturber le fonctionnement et réduire le rendement.

Au cours de cette thèse nous nous sommes efforcés à analyser et évaluer expérimentalement ces effets indésirables et non linéaires qui se caractérisent entre autres par l'apparition du streaming de Rayleigh. Un objectif pas si élémentaire car ces phénomènes du second ordre amènent généralement à des situations délicates où les interactions et couplages entre les différents effets rencontrés sont très présents.

L'interaction d'un gradient de température au sein du résonateur, de la géométrie de ce dernier ou encore l'interaction d'un stack thermoacoustique sur le streaming de Rayleigh sont autant de points sur lesquels nous nous sommes concentrés. Pour mener à terme cette étude, un premier résonateur acoustique muni d'une cellule de mesure a été utilisé pour valider la méthode expérimentale retenue. La PIV (Velocimétrie par Image de Particules) a été retenue comme technique la plus appropriée à la mesure des non linéarités de l'écoulement et du streaming de Rayleigh. Un second résonateur a ensuite été réalisé puis mis en place au laboratoire afin d'effectuer des mesures de plus grande envergure. Les résultats confirment les conclusions tirées de précédentes études et montrent la

présence de quatre cellules contrarotatives au sein du résonateur. Par ailleurs la totalité du résonateur a pu être cartographiée permettant ainsi de visualiser l'ensemble des écoulements secondaires présents. L'intrication du streaming avec la température se révèle complexe. L'introduction de nouveaux éléments dans le résonateur (tels que les échangeurs) vient en effet créer des phénomènes qui se superposent aux effets déjà présents.

Afin de continuer le travail débuté au cours de cette thèse, de nouveaux essais sont prévus. Ils permettront d'analyser plus finement les diverses interactions entre phénomènes.

Abstract

Nonlinear acoustic effects and Rayleigh streaming in particular are studied since the 1850s when Lord Rayleigh made the observation of a quasi-steady flow superimposed on the acoustic wave propagating in a resonator. This phenomenon may not be new and it has moreover been the subject of numerous studies. However, it was adopted as the starting point of this thesis, except that we have chosen to apply it to the particular case of thermoacoustics. This new discipline that has started raising interest in the 1980s features a process –based on reverse conversion between thermal and acoustic energy- used in systems such as thermoacoustic engines and refrigerators. This is a new, clean and reliable technology that has many advantages. However, when these machines operate at high acoustic levels unwanted and nonlinear effects appear reducing the machine performances.

In this thesis we therefore have tried to analyze and experimentally evaluate these effects which among other things are characterized by the appearance of Rayleigh streaming. This goal is not so elementary as these second-order phenomena generally lead to tricky situations where interactions and couplings between the different effects encountered are very present.

The interaction of a temperature gradient within the resonator, the geometry of the latter or the interaction of a thermoacoustic stack on Rayleigh streaming are many points on which we focused. To complete this study, an acoustic resonator with a measurement cell was first used to validate the experimental method chosen. PIV (Particle Image Velocimetry) has proven to be an appropriate technique for the measurement of acoustical nonlinearities and Rayleigh streaming. A second resonator was then achieved and implemented in the laboratory to make measurements on a larger scale. The results confirm the findings of previous studies and show the presence of two counter-rotating cells within the resonator. Moreover the entire resonator has been mapped allowing visualizing all secondary flows. The interaction of streaming with temperature is

complex. The introduction of new elements in the resonator such as heat exchangers has indeed created additional phenomena that superimposed on already existing effects.

To continue the work started in this thesis, further tests are planned. They will further analyze the interactions between theses various phenomena.

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord vers Philippe Nika, directeur du département ENERGIE de Femto-St, qui m'a offert mon premier emploi et m'a donné la possibilité de venir travailler au laboratoire, au sein de son département. Je le remercie également d'avoir accepté de faire partie de l'encadrement de cette thèse. J'exprime aussi toute ma gratitude envers Yannick Bailly, directeur de cette thèse, pour son encadrement scientifique, son aide et sa disponibilité malgré son emploi du temps chargé. Je remercie également David Ramel, encadrant de cette thèse, pour avoir toujours été présent lorsque j'avais des questions, pour ses conseils et pour avoir accepté de partager son bureau avec moi pendant ces quatre années passées au laboratoire.

Je remercie bien évidemment Messieurs Valière de l'Institut Pprime et Lotton du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce document de thèse et merci à M. Feidt du Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée d'avoir accepté de juger ce travail.

Ce travail n'aurait pas pu se faire non plus sans l'aide de Laurent Girardot pour ces conseils et ses coups de mains très précieux pour la conception, la réalisation du banc d'expérimentation et le traitement des données. J'en profite également pour remercier Laurent Callegari, le technicien du laboratoire sans qui le banc d'essai n'aurait pas pu se faire.

Je remercie aussi Isabelle Christen et Bruno Riccio qui nous facilite notre quotidien administratif au laboratoire et Jérôme Rabouille qui nous dépanne de nos soucis informatiques.

Merci aussi à Valérie Lepiller et Xiaoqun Huang ainsi qu'à Raynal Glises, François Guermeur, Victor Carvalho, Jean-Elysée Rakotoniaina, Stevens Orandrou et Serge Vives pour avoir contribué à me faire passer d'excellents

moments au sein du laboratoire. J'ai adoré échanger, discuter et travailler avec toute cette équipe.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes, enseignants, ingénieurs, technicien et doctorants que j'ai pu croiser et avec qui j'ai discuté au sein du département ENERGIE, à Belfort.

Merci à toutes les personnes, famille et amis, qui m'ont suivie au cours de cette thèse.

Table des matières

Résumé.....	i
Abstract.....	iii
Remerciements.....	v
Tables des matières.....	vii
Table des figures.....	xi
Table des tableaux.....	xvii
Nomenclature.....	xix
 Introduction générale.....	 1
 CHAPITRE 1 : Les machines thermoacoustiques.....	 5
1.1 Petite histoire de la thermoacoustique.....	5
1.2 Principes de la thermoacoustique.....	8
1.2.1 Cas du moteur thermoacoustique.....	9
1.2.2 Cas des réfrigérateurs thermoacoustiques	14
1.3 Eléments de la machine thermoacoustique	17
1.3.1 Influence du gaz de travail.....	17
1.3.2 Le milieu poreux	18
1.3.3 Les échangeurs de chaleur.....	19
1.3.4 Le résonateur	20
1.4 Quelques machines thermoacoustiques	22
1.5 Conclusions sur les machines thermoacoustiques.....	26

CHAPITRE 2 : Les phénomènes non linéaires de la thermoacoustique.....27

2.1 Théorie linéaire de la thermoacoustique	27
2.1.1 Equations de la thermoacoustique	28
2.1.1.1 Les équations fondamentales	28
2.1.1.2 Hypothèses simplificatrices	30
2.1.2 Limitations du modèle analytique.....	32
2.1.3 Méthode de traitement des non linéarités.....	34
2.2 Les non linéarités en thermoacoustique	35
2.2.1 Outils d'analyse du comportement non linéaire : les nombres sans dimension.....	35
2.2.2 Non linéarité du signal et harmoniques	38
2.2.3 Transition à la turbulence dans les écoulements oscillants.....	39
2.2.4 Introduction sur les divers phénomènes de « streaming »	41
2.3 Streaming de Rayleigh	45
2.3.1 Etudes et modèles analytiques.....	46
2.3.2 Etat de l'art des mesures du streaming de Rayleigh.....	51
2.4 Conclusions.....	57

CHAPITRE 3 : Conception et développement de bancs d'essai dédiés à la mesure par PIV en acoustique.....59

3.1 Mise en place des outils de mesures	60
3.1.1 Choix de la méthode de mesure.....	60
3.1.2 Principe général de la PIV.....	61
3.1.2.1 Eclairage.....	62
3.1.2.2 Ensemencement	63
3.1.2.3 Acquisition des images et traitement	64
3.1.3 Contraintes liées à l'acoustique.....	64
3.2 Dispositifs expérimentaux	65
3.2.1 Banc d'essai d'un résonateur à section circulaire.....	65
3.2.1.1 Le résonateur.....	65
3.2.1.2 Cellule PIV.....	67
3.2.2 Banc d'essai d'un résonateur à section carrée et transparent	69
3.2.2.1 Le résonateur.....	69
3.2.2.2 Amplificateur acoustique.....	71

3.2.3	Excitateur acoustique.....	74
3.2.4	Instrumentation PIV.....	76
3.2.4.1	Matériel optique.....	76
	Résonateur à section circulaire	76
	Résonateur à section carrée	79
3.2.4.2	Ensemencement	83
3.2.5	Instrumentation complémentaire	84
3.2.5.1	Résonateur à section circulaire	84
3.2.5.2	Résonateur à section carrée	86
3.3	Méthodologie	89
3.3.1	Protocole PIV	89
3.3.2	Analyse des données des capteurs	94
3.4	Conclusions	96

CHAPITRE 4 :	Etude des résonateurs acoustique et thermoacoustique.....	97
--------------	---	----

4.1	Propagation non linéaire et ondes de choc dans un résonateur acoustique	97
4.1.1	Vitesse acoustique et non linéarités	97
4.1.2	Mise en évidence des ondes de choc	104
4.2	Streaming de Rayleigh dans un résonateur acoustique ...	112
4.3	Influence de la température	121
4.3.1	Configuration et conditions d'expérimentation	121
4.3.2	Résultats et discussion	123
4.4	Etude de l'influence de l'insertion du module thermoacoustique	128
4.4.1	Configurations et conditions d'expérimentation.....	128
4.5	Conclusions	133

Conclusion.....	135
-----------------	-----

ANNEXE A : Plans relatifs au résonateur opaque.....	139
---	-----

ANNEXE B : Photos des montages optiques de la PIV pour le résonateur transparent	141
--	-----

ANNEXE C : Etude numérique du résonateur opaque.....	143
ANNEXE D : Etude sommaire de la transition à la turbulence	147
ANNEXE E : Etude de l'influence du gaz de travail.....	155
 Bibliographie.....	 159

Table des illustrations

FIGURE 1-1 - SCHEMA D'UN DES PREMIERS MOTEURS THERMOACOUSTIQUES UTILISES AU LABORATOIRE DE LOS ALAMOS (D'APRES [16]).	7
FIGURE 1-2 - SCHEMA D'UN SYSTEME THERMOACOUSTIQUE SIMPLE (MOTEUR), A ONDES STATIONNAIRES.	8
FIGURE 1-3 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN MOTEUR THERMOACOUSTIQUE (A ONDES STATIONNAIRES).	9
FIGURE 1-4 - PROFIL SINUSOÏDAL EN TRAIT PLEIN ET PROFIL RECTANGULAIRE EN TRAIT POINTILLE.	10
FIGURE 1-5 - CYCLE D'UNE PARTICULE DE FLUIDE SUIVANT UN CYCLE ACOUSTIQUE SINUSOÏDAL SOUS L'EFFET D'UN GRADIENT DE TEMPERATURE DANS UN MOTEUR A ONDES STATIONNAIRES.	12
FIGURE 1-6 - TEMPERATURE DE LA PARTICULE EN FONCTION DE SA POSITION DANS UN CYCLE MOTEUR. LA COURBE VIOLETTE (TRACE FIN) REPRESENTE LE GRADIENT DE TEMPERATURE AU SEIN DU STACK. LA COURBE NOIRE (TRACE GRAS) EST LA COURBE DE TEMPERATURE SUIVIE PAR LA PARTICULE LORS DE SES DEPLACEMENTS.	12
FIGURE 1-7 - DIAGRAMME DE CLAPEYRON A/SIMPLIFIE, CORRESPONDANT AU PROFIL RECTANGULAIRE ET B/NON SIMPLIFIE, CORRESPONDANT AU PROFIL REEL SINUSOÏDAL.	13
FIGURE 1-8 - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN REFRIGERATEUR THERMOACOUSTIQUE (A ONDES STATIONNAIRES).	15
FIGURE 1-9 - PHOTOGRAPHIE ET SCHEMA DU SPACE THERMOACOUSTIC SYSTEM.	23
FIGURE 1-10 - PHOTOGRAPHIE DU "THERMOACOUSTIC STIRLING HEAT ENGINE".	24
FIGURE 1-11 - REPRESENTATION SCHEMATIQUE SE LA BOUCLE DU "THERMOACOUSTIC STIRLING HEAT ENGINE".	24
FIGURE 1-12 - SCHEMA D'UN REFRIGERATEUR THERMOACOUSTIQUE A ONDES PROGRESSIVES DEVELOPPE DANS LE CADRE DU PROJET EUROPEEN THATEA [37].	25
FIGURE 2-1 - AMPLITUDE DE PRESSION ET TEMPERATURE FONCTION DE LA QUANTITE DE CHALEUR FOURNIE AU MOTEUR A ONDES STATIONNAIRES. LES POINTS REPRESENTENT DES RESULTATS DE MESURES ET LES LIGNES CONTINUES	

INDIQUENT LES RESULTATS OBTENUS A PARTIR D'UN LOGICIEL DE SIMULATION THERMOACOUSTIQUE BASE SUR LA THEORIE LINEAIRE DE ROTT, DELTAEC [5].	33
FIGURE 2-2 - EXEMPLE DE LA DEFORMATION D'UNE ONDE. LA VITESSE EST TRACEE EN FONCTION DU TEMPS. LE SIGNAL SINUSOÏDAL EST EN POINTILLE, LE SIGNAL DEFORME EST REPRESENTÉ PAR LE TRAIT CONTINU.	39
FIGURE 2-3. DIAGRAMME DE STABILITE DES DIFFERENTS REGIMES D'ÉCOULEMENT [46].	40
FIGURE 2-4 - ILLUSTRATION DES DIFFERENTS STREAMING AU SEIN DE MACHINES THERMOACOUSTIQUES : A/ STREAMING DE GEDEON, B/ STREAMING DE RAYLEIGH, C/ STREAMING DE JETS, D/ STREAMING DANS LE REGENERATEUR [5].	42
FIGURE 2-5 - REPRESENTATION DES CELLULES DE STREAMING DE RAYLEIGH DANS UN RESONATEUR A ONDE STATIONNAIRE.	45
FIGURE 2-6 - STREAMING EXTERNE, EN DEHORS DE LA COUCHE LIMITE, CALCULE EN FONCTION DE LA COORDONNEE TRANSVERSE r/R POUR LE CAS DE PLAQUES PARALLELES (TRAIT PLEIN), ET D'UN TUBE (TIRETS) [62].	46
FIGURE 2-7 - PROFILS DE STREAMING ACOUSTIQUE DES TOURBILLONS EXTERNES. EN HAUT, LES PROFILS TRACES DEPENDENT DE LA POSITION x , POUR UNE VALEUR DU RAYON FIXEE. EN BAS, LES PROFILS DEPENDENT DE LA POSITION TRANSVERSE r , LA POSITION x ETANT FIXEE. LES POINTS REPRESENTENT DES RESULTATS DE MESURES, LES LIGNES REPRESENTENT DES RESULTATS ISSUS DE L'EQUATION 2.38 CORRIGEE D'UN PARAMETRE $(1+\epsilon)=1,030$ (TRAIT PLEIN, RESULTAT DE ROTT) ET $(1+\epsilon)=1,131$ (TRAIT POINTILLE) [64].	48
FIGURE 2-8 - IMAGE OBTENUE PAR VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES QUI MONTRE UNE CELLULE TOROÏDALE DE RAYLEIGH DANS UN RESONATEUR DROIT [69].	52
FIGURE 2-9 - STRUCTURES ROTATIONNELLES OBSERVEES DANS LE PLAN $x-y$, SE DEFORMANT SOUS L'EFFET DE L'AUGMENTATION DE LA COURSE DU PISTON ($A/Re_{NL}=8$, $B/Re_{NL}=12$, $C/Re_{NL}=32$, $D/Re_{NL}=75$).	54
FIGURE 2-10 - CHAMP DE VITESSES OBTENU PAR PIV [19].	55
FIGURE 2-11 - INFLUENCE DU GRADIENT DE TEMPERATURE ET DE LA POSITION SUR LES PROFILS DE VITESSE AXIALE ET TRANSVERSALE DE STREAMING (RESPECTIVEMENT U_{st} ET V_{st}) OBTENUS PAR MESURES VLD [85]. L'ORDONNEE EST ADIMENSIONNEE PAR RAPPORT A LA HAUTEUR DE LA VEINE.	56
FIGURE 3-1 - SCHEMA DE PRINCIPE DE LA PIV [88].	62
FIGURE 3-2 - SCHEMA D'ENSEMBLE DU SYSTEME D'ACQUISITION PIV APPLIQUE A NOS CONFIGURATIONS.	62
FIGURE 3-3 - PRESENTATIONS DU CHASSIS ET DU RESONATEUR ACOUSTIQUE. EN HAUT, UN SCHEMA DE MONTAGE DU CADRE. EN BAS, UNE PHOTO DE L'INSTALLATION.	66
FIGURE 3-4. CELLULE PIV.	67
FIGURE 3-5 - CELLULE PIV. A GAUCHE, LA CELLULE EST INSTALLEE SUR LE RESONATEUR. A DROITE, LA CELLULE N'EST PAS ENCORE INSTALLEE SUR LE RESONATEUR.	68
FIGURE 3-6 – VALEURS DU DRIVE RATIO EN FONCTION DE LA FREQUENCE.	70
FIGURE 3-7 - CHANGEMENT DE SECTION.	71
FIGURE 3-8 - SCHEMA D'ENSEMBLE DU RESONATEUR TRANSPARENT.	71
FIGURE 3-9 - PHOTO D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.	71

FIGURE 3-10 - <i>MODULE D'AMPLIFICATION THERMOACOUSTIQUE.</i>	72
FIGURE 3-11 - <i>PORES D'UN BLOC DE CORDIERITE.</i>	73
FIGURE 3-12 - <i>ECHANGEURS DE CHALEUR.</i>	74
FIGURE 3-13 - <i>SIGNAL DELIVRE PAR LE POT VIBRANT A FAIBLE DEBATTEMENT (A GAUCHE) ET SPECTRE FREQUENTIEL ASSOCIE (A DROITE).</i>	75
FIGURE 3-14 - <i>DRIVE RATIO FONCTION DE L'AMPLITUDE DE L'EXCITATION DU PISTON.</i>	75
FIGURE 3-15 - <i>CIRCUIT DE COMMANDE DU POT VIBRANT.</i>	75
FIGURE 3-16. <i>POT VIBRANT LDS (EN ROUGE) ET COMPRESSEUR MECANIQUE (EN BLEU).</i>	76
FIGURE 3-17 - <i>ILLUSTRATION DU SYSTEME OPTIQUE PIV PRESENTANT UNE VUE DU DESSUS (EN HAUT) ET UNE VUE DE COTE (EN BAS).</i>	78
FIGURE 3-18 - <i>INSTRUMENTATION ET MODULE DE MESURE PIV.</i>	78
FIGURE 3-19 - <i>SCHEMAS DU MONTAGE DU SYSTEME DE RECEPTION DES IMAGES.</i>	80
FIGURE 3-20 - <i>EXEMPLE D'IMAGE PIV MONTRANT L'ECOULEMENT ENSEMENCE DANS DEUX PORTIONS DU RESONATEUR (EN HAUT ET EN BAS DE L'IMAGE).</i>	80
FIGURE 3-21 - <i>EN BAS DE L'IMAGE, MONTAGE GENERANT LA NAPPE LASER AVEC LE LASER A GAUCHE. EN HAUT DE L'IMAGE, MONTAGE OPTIQUE DE RECEPTION DES IMAGES.</i>	82
FIGURE 3-22 - <i>MONTAGE OPTIQUE PERMETTANT LA CREATION ET L'AJUSTEMENT DES PARAMETRES DE LA NAPPE LASER.</i>	82
FIGURE 3-23 - <i>PRINCIPE DU SYSTEME D'ENSEMENCEMENT.</i>	84
FIGURE 3-24 - <i>POSITION DES CAPTEURS DE TEMPERATURE ET DE PRESSION SUR LE RESONATEUR.</i>	85
FIGURE 3-25 - <i>CAPTEUR KULITE XTEL-190.</i>	85
FIGURE 3-26 - <i>PROCESSUS D'ACQUISITION DES SIGNAUX DE PRESSION ET DE TEMPERATURE.</i>	86
FIGURE 3-27 - <i>UNE STATION D'ACCUEIL REALISEE SUR LE RESONATEUR. UN CAPTEUR DE PRESSION ET UNE ENTREE POUR L'ENSEMENCEMENT PIV SONT DEJA INSTALLES. LA VUE DE DROITE MONTRE L'ASPECT « AFFLEURANT » DU CAPTEUR.</i>	86
FIGURE 3-28 - <i>SCHEMA DE REPARTITION DES STATIONS D'ACCUEIL.</i>	87
FIGURE 3-29 - <i>POSITION DES CAPTEURS DE PRESSION SUR LE RESONATEUR.</i>	87
FIGURE 3-30 - <i>THERMOCOUPLE DE TYPE K CONÇU AU LABORATOIRE.</i>	88
FIGURE 3-31 - <i>POSITION DES THERMOCOUPLES SUR LE RESONATEUR.</i>	88
FIGURE 3-32 - <i>CHRONOGRAMME PIV. EN HAUT, LE CHRONOGRAMME DECLENCHE L'ACQUISITION DE MANIERE A SYNCHRONISER LES MESURES AVEC LA PHASE 1 DU SIGNAL, ARBITRAIREMENT DEFINI AU FRONT MONTANT DU SIGNAL TTL DE CONTROLE DU POT VIBRANT. EN BAS, LE CHRONOGRAMME DECLENCHE L'ACQUISITION QUELQUES MILLISECONDES PLUS TARD, PRECISEES PAR LE TRIGGER DELAY.</i>	90
FIGURE 3-33 - <i>DIAGRAMME REPRESENTANT LES SEQUENCES DES IMPULSIONS LASER (LOSANGE ORANGE) DE L'ACQUISITION PIV.</i>	91
FIGURE 3-34 - <i>DECOUPAGE PAR PHASE DU SIGNAL ACOUSTIQUE.</i>	92
FIGURE 3-35 - <i>ETAPES EFFECTUEES PAR LE PROGRAMME MIS EN PLACE AVEC MATLAB® PRENANT EN COMPTE LES PARAMETRES D'ENTREE ET DE SORTIE.</i>	94

FIGURE 4-1 - SCHEMA REPRESENTATIF DE LA SECONDE CONFIGURATION DE MESURES.	97
FIGURE 4-2 - VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE AXIALE SELON DIFFERENTS DRIVE RATIOS, A $X=12L/15$	100
FIGURE 4-3 - VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE AXIALE SELON DIFFERENTS DRIVE RATIOS, A $X=4L/15$	101
FIGURE 4-4 - COMPARAISON DES VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE ENTRE THEORIE ET EXPERIENCE SELON LES SERIES 2-1 A 2-3. TRAIT PLEIN : THEORIE LINEAIRE, TRAIT POINTILLE : EXPERIENCE	101
FIGURE 4-5 - COMPARAISON DES VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE ENTRE THEORIE ET EXPERIENCE POUR LES SERIES 1-1 A 1-7. TRAIT PLEIN : THEORIE LINEAIRE, TRAIT POINTILLE : EXPERIENCE	102
FIGURE 4-6 - VARIATIONS TEMPORELLES DE LA PRESSION DANS LE RESONATEUR PRISE A SON EXTREMITE FERMEE DES SERIES 1-1 A 1-7.	103
FIGURE 4-7 - SPECTRE FREQUENTIEL DE LA PRESSION PRISE A L'EXTREMITE FERMEE DU RESONATEUR.	103
FIGURE 4-8 - EVOLUTION DES VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE AXIALE DANS LE RESONATEUR.	106
FIGURE 4-9 - PROFILS SUIVANT X DE LA VITESSE ACOUSTIQUE AXIALE. COMPARAISON DES VALEURS EXPERIMENTALES ET DES VALEURS ISSUES DE LA THEORIE LINEAIRE DE L'ACOUSTIQUE.	107
FIGURE 4-10 - VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE AXIALE RELATIVES A LA SERIE 23.	107
FIGURE 4-11 - CHAMPS DE VITESSE DES PHASES 13, 14 ET 15, SOIT AU TEMPS A) $T=24$ MS, B) $T=26$ MS ET C) $T=28$ MS DE L'ESSAI LIBELLE 23.	108
FIGURE 4-12 - CHAMPS INSTANTANES DE VITESSE DE LA SERIE 14 A $T=18$ MS (EN HAUT) ET A $T=32$ MS (EN BAS). L'ONDE DE CHOC ARRIVE D'ABORD DE L'EXTREMITE FERMEE DU RESONATEUR POUR REVENIR ENSUITE VERS LA SOURCE ACOUSTIQUE.	109
FIGURE 4-13 - SIGNAL NORMALISE ISSU DE L'ACCELEROMETRE DU POT VIBRANT POUR CHACUNE DES SERIES DE L'ESSAI 1-1.	110
FIGURE 4-14 - VARIATIONS DE LA PRESSION ACOUSTIQUE DANS LE RESONATEUR, SUR DEUX PERIODES, POUR CINQ POSITIONS DONNEES DES CAPTEURS.	111
FIGURE 4-15 - AMPLITUDES DE LA FONDAMENTALE ET DES HARMONIQUES DES SIGNAUX DE PRESSION.	111
FIGURE 4-16 - CHAMP DE VECTEUR VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH POUR LA SERIE 1-1 ($DR=3,3\%$, $RE_{NL}=2,6$).	112
FIGURE 4-17 - CHAMP DE VECTEUR VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH POUR LA SERIE 1-3 ($DR=4,2\%$, $RE_{NL}=4,8$).	113
FIGURE 4-18 - CHAMP DE VECTEUR VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH POUR LA SERIE 1-6 ($DR=5,5\%$, $RE_{NL}=9,0$).	113
FIGURE 4-19 - CHAMP DE VECTEUR VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH POUR LA SERIE 1-7 ($DR=6,8\%$, $RE_{NL}=16,2$).	114
FIGURE 4-20 - PROFILS DE VITESSE DU STREAMING SELON DIFFERENTS DRIVE RATIOS,	115
FIGURE 4-21 - PROFILS DE VITESSE DU STREAMING VISANT A CARACTERISER LA REPETABILITE DES MESURES.	115

FIGURE 4-22 - <i>PROFILS DE VITESSE DES ECOULEMENTS REDRESSES DE RAYLEIGH. TRAIT POINTILLE (ROSE) : PROFIL THEORIQUE DE RAYLEIGH, TRAIT PLEIN (ROUGE) : PROFIL EXPERIMENTAL.</i>	117
FIGURE 4-23 - <i>PROFILS DE VITESSE DU STREAMING DES SERIES 1-1 ET 2-1 AU NOMBRE DE REYNOLDS BASE SUR L'EPAISSEUR DE COUCHE LIMITE SIMILAIRE.</i>	118
FIGURE 4-24 - <i>EVOLUTION DU PROFIL DU STREAMING DE RAYLEIGH DANS LE RESONATEUR.</i>	119
FIGURE 4-25 - <i>EVOLUTION SUIVANT X DE L'AMPLITUDE MAXIMALE DE VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH. COMPARAISON DES VALEURS EXPERIMENTALES AVEC LES VALEURS DE LA THEORIE DE RAYLEIGH.</i>	119
FIGURE 4-26 - <i>A/ MISE EN EVIDENCE DES QUATRE CELLULES DE RAYLEIGH A $x = \lambda/4$ PAR PIV.</i>	120
FIGURE 4-27 - <i>ECHANGEURS DE CHALEUR.</i>	121
FIGURE 4-28 - <i>CONFIGURATION D'EXPERIENCE AVEC LES ECHANGEURS DE CHALEUR.</i>	122
FIGURE 4-29 - <i>VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE ACOUSTIQUE AXIALE SELON TROIS DRIVE RATIOS :</i>	124
FIGURE 4-30 - <i>CONVECTION LIBRE A L'INTERIEUR DE LA CELLULE PIV.</i>	125
FIGURE 4-31 - <i>PROFILS DE L'ECOULEMENT MOYEN DES SERIES 3-1, 3-3 ET 3-5 COMPARE AU PROFIL DE CONVECTION NATURELLE.</i>	126
FIGURE 4-32 - <i>PROFILS DE STREAMING DES SERIES 3-2, 3-4 ET 3-6 :</i>	126
FIGURE 4-33 - <i>COMPARAISON DES PROFILS DE VITESSE DE L'ECOULEMENT DE STREAMING SELON TROIS DRIVE RATIOS :</i>	127
FIGURE 4-34 - <i>CHAMP DE VECTEUR VITESSE DU STREAMING DE RAYLEIGH POUR LA SERIE 3-5 ($Dr=3,3\%$, AVEC GRADIENT DE TEMPERATURE).</i>	127
FIGURE 4-35 - <i>CONFIGURATION AVEC LE MODULE THERMOACOUSTIQUE.</i>	128
FIGURE 4-36 - <i>VARIATION DE LA VITESSE ACOUSTIQUE SUR UNE PERIODE. EN ROSE LES RESULTATS OBTENUS SANS GRADIENT ET EN BLEU ET ORANGE LES RESULTATS OBTENUS RESPECTIVEMENT AVEC UN GRADIENT THERMIQUE DE $150^{\circ}C/M$ ET $220^{\circ}C/M$.</i>	129
FIGURE 4-37 - <i>COMPARAISON DES PROFILS DU STREAMING DE RAYLEIGH DANS LE CAS D'UN GRADIENT THERMIQUE ETABLI ET SANS GRADIENT THERMIQUE.</i>	130
FIGURE 4-38 - <i>PROFIL D'EVOLUTION DE LA TEMPERATURE A LA PAROI DANS LE RESONATEUR PAR RAPPORT A LA TEMPERATURE AMBIANTE DE LA PIECE.</i>	131
FIGURE 4-39 - <i>EVOLUTION TEMPORELLE DE LA PRESSION ACOUSTIQUE A DIFFERENTES POSITIONS DANS LE RESONATEUR.</i>	132
FIGURE 4-40 - <i>SPECTRE FREQUENTIEL DES DIFFERENTS SIGNAUX DE PRESSION DANS LE RESONATEUR AVEC LE MODULE THERMOACOUSTIQUE.</i>	132
FIGURE A-1 - <i>PLANS ET DIMENSIONS DU RESONATEUR EN INOX.</i>	139
FIGURE B-1 - <i>PHOTO D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.</i>	141
FIGURE B-2 - <i>PHOTO DES DEUX MONTAGES OPTIQUES PIV.</i>	142
FIGURE B-3 - <i>MONTAGE OPTIQUE DE RECEPTION DES IMAGES AVEC LA CAMERA AU PREMIER PLAN.</i>	142
FIGURE C-1 - <i>DOMAINE DE SIMULATIONS.</i>	143
FIGURE C-2 - <i>DOMAINE MAILLE.</i>	144
FIGURE C-3 - <i>VARIATIONS TEMPORELLES DE LA VITESSE AXIALE SUR UNE PERIODE POUR LE DRIVE RATIO DE $5,5\%$</i>	145

FIGURE C-4. <i>PROFILES DE VITESSE DU STREAMING POUR LE DRIVE RATIO DE 5,5%.</i>	145
FIGURE D-1 - <i>CONDITIONS GEOMETRIQUES DU MODELE THEORIQUE EN COUCHE LIMITE.....</i>	147
FIGURE D-2 - <i>DIAGRAMME DE STABILITE ET ZONE DE MESURES.</i>	150
FIGURE D-3 - <i>PROFILS DE VITESSE ACOUSTIQUE ADIMENSIONNEE, EN PROCHE PAROI : DR=4,1%.....</i>	151
FIGURE D-4 - <i>PROFILS DE VITESSE ACOUSTIQUE ADIMENSIONNEE, EN PROCHE PAROI : DR=4,2%.....</i>	151
FIGURE D-5 - <i>PROFILS DE VITESSE ACOUSTIQUE ADIMENSIONNEE, EN PROCHE PAROI : DR=4,7%.....</i>	152
FIGURE D-6 - <i>PROFILS DE VITESSE ACOUSTIQUE ADIMENSIONNEE, EN PROCHE PAROI : DR=5,5%.....</i>	152
FIGURE D-7 - <i>PROFILS DE VITESSE ACOUSTIQUE ADIMENSIONNEE, EN PROCHE PAROI : DR=6,8%.....</i>	153
FIGURE E-1 - <i>PROFILS DE VITESSE DU STREAMING DES SERIES 2-4 A 2-6.</i>	157

Table des tableaux

TABEAU 1-1 - VALEURS DES PROPRIETES DES GAZ POUR EFFECTUER LES CALCULS DU NOMBRE DE PRANDTL DE MELANGES DE GAZ ([27]).	17
TABEAU 3-1 - CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DU DEHS.	83
TABEAU 3-2 - ENSEMBLE DES SIGNAUX CONNECTES AU CHASSIS D'ACQUISITION NI SCX1-1000.	85
TABEAU 4-1 - CONDITIONS D'EXPERIMENTATION RELATIVES AUX CONFIGURATIONS 1 ET 2.	98
TABEAU 4-2 - VALEUR DE NOMBRES CARACTERISTIQUES DE L'ETUDE DU STREAMING ACOUSTIQUE RELATIFS AUX DIX SERIES PRESENTEES.	99
TABEAU 4-3 - VALEURS CARACTERISTIQUES DE LA PREMIERE SERIE DE MESURES REALISEE SUR LE RESONATEUR TRANSPARENT.	104
TABEAU 4-4 - CARACTERISTIQUES DE CHAQUE SERIE DE L'ESSAI 1-1 NECESSAIRES POUR COUVRIR LA TOTALITE DU RESONATEUR.	105
TABEAU 4-5 - RESUME DES CONDITIONS D'EXPERIMENTATION POUR LA CONFIGURATION 3.	123
TABEAU 4-6 - NOMBRES SANS DIMENSION CARACTERISTIQUES DE CETTE CONFIGURATION N°3.	123
TABEAU 4-7 - CARACTERISTIQUES DE CHAQUE SERIE DE L'ESSAI 2-1.	128
TABEAU E-1 - CONDITIONS D'EXPERIMENTATION RELATIVES A LA CONFIGURATION 2 DU RESONATEUR EN INOX DANS LE BUT D'ETUDIER L'INFLUENCE DU GAZ DE TRAVAIL SUR LE STREAMING DE RAYLEIGH.	155
TABEAU E-2 - VALEUR DES NOMBRES CARACTERISTIQUES DE L'ETUDE DU STREAMING ACOUSTIQUE RELATIFS AUX SERIES 2-4 A 2-6 PRESENTEES.	156

Nomenclature

NOTATIONS LATINES

Symbole	Désignation	Dimensions
a	Côté de la section intérieure du résonateur	[m]
c	Vitesse du son	[m.s ⁻¹]
C _p	Chaleur spécifique massique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
C _v	Chaleur spécifique massique à volume constant	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
d	Distance inter-plaques	[m]
D	Diamètre du résonateur	[m]
d _h	Diamètre hydraulique	[m]
e	Energie interne massique	[J.kg ⁻¹]
E	Energie totale par unité de volume	[J.m ⁻³]
\vec{f}	Résultante des forces massiques	[N.kg ⁻¹]
f _r	Fréquence de résonance	[Hz]
h	Coefficient de convection thermique	[W.m ⁻² .K ⁻¹]
k	Nombre d'onde	[rad.m ⁻¹]
L	Longueur du résonateur	[m]
M _m	Masse molaire	[kg.mol ⁻¹]
p	Pression	[Pa]
P	Périmètre	[m]

Symbole	Désignation	Dimensions
Q	Quantité de chaleur échangée avec la source	[J]
r	Coordonnée radiale	[m]
R	Rayon du résonateur	[m]
r_h	Rayon hydraulique	[m]
R_m	Constante universelle des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
R_s	Constante spécifique du gaz parfait	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
S	Surface de passage du fluide	[m ²]
S	Entropie	[J.K ⁻¹]
t	Temps	[s]
T	Température	[K]
T_{ac}	Période acoustique	[s]
Td	Trigger delay	[s]
u	Vitesse axiale, composante de \vec{u}	[m.s ⁻¹]
\vec{u}	Vecteur vitesse	[m.s ⁻¹]
U_1	Débit volumique	[m ³ .s ⁻¹]
U_a	Amplitude maximale de l'onde acoustique stationnaire	[m.s ⁻¹]
v	Vitesse radiale, composante de \vec{u}	
V	Volume	[m ³]
W	Travail échangé avec l'extérieur	[J]
\dot{W}_{diss}	Puissance dissipée	[W]
\dot{W}_{stat}	Puissance acoustique stockée	[W]
x,y,z	Coordonnées cartésiennes	[m]

NOTATIONS GRECQUES

Symbole	Désignation	Dimensions
$\alpha = R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$	Paramètre de fréquence	[-]

Symbole	Désignation	Dimensions
$\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$	Coefficient de dilatation isobare du fluide	[s ⁻¹]
$\chi_i = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$	Coefficient de compressibilité isotherme	[Pa ⁻¹]
$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$	Facteur isentropique, rapport des chaleurs spécifiques	[-]
$\delta_\kappa = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_p \omega}}$	Epaisseur de la couche limite thermique	[m]
$\delta_\nu = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$	Epaisseur de couche limite visqueuse	[m]
Θ	Facteur de qualité	[-]
κ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
λ	Longueur d'onde	[m]
μ	Viscosité dynamique du fluide	[Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[m ² .s ⁻¹]
ξ	Déplacement particulaire	[m]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ	Tenseur des contraintes	[Pa]
ϕ	Puissance locale des forces de viscosité	[W.m ⁻³]
ω	Pulsation acoustique	[rad.s ⁻¹]

NOMBRES SANS DIMENSIONS

Symbole	Désignation	Dimensions
Dr	Drive ratio	[-]
M	Nombre de Mach	[-]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
$Re_a = \frac{c^2}{\mu \omega}$	Nombre de Reynolds acoustique	[-]
$Re_D = \frac{DU_a}{\nu}$	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale et le diamètre de la conduite	[-]

Symbole	Désignation	Dimensions
$Re_{\delta} = \frac{\delta_{\nu} U_a}{\nu}$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite visqueuse	[-]
$Re_{NL} = \left(\frac{U_a}{c} \right)^2 \left(\frac{d_h}{2\delta_{\nu}} \right)^2$	Nombre de Reynolds non linéaire	[-]
$Re_s = \frac{1}{2} \left(\frac{U_a}{c} \right)^2 \left(\frac{2R}{\delta_{\nu}} \right)^2$	Nombre de Reynolds du streaming	[-]
$Sh = \frac{\delta_{\nu}}{R}$	Nombre de cisaillement	[-]

INDICES

Symbole	Désignation
0	Grandeur au repos
1	Grandeur du 1 ^{er} ordre,
2	Grandeur du 2 ^{ème} ordre,
a	Grandeur lié à
	perturbation acoustique
c	Chaud
f	Froid
max	Maximum
s	Streaming
x, y ou z	Composantes x, y ou z
∞	Infini, limite

OPERATEURS

Symbole	Désignation
$\vec{\nabla}$	Opérateur nabla
$\langle \varphi \rangle$	Moyenne périodique $\langle \varphi \rangle = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \varphi(G, t + kT)$

Symbole	Désignation	
\Re	Partie réelle d'un nombre complexe	
\sim	Notation complexe	
$-$	Moyenne temporelle	$\bar{\varphi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t-t/2}^{t+t/2} \varphi(G, t) dt$
$ $	Valeur absolue ou module d'un nombre complexe	

Introduction générale

La thermoacoustique est une discipline relativement récente qui a connu ses premières avancées dans les années 1980 au Laboratoire National de Los Alamos (LANL) aux Etats-Unis. C'est une discipline qui met en œuvre un processus basé sur la conversion réciproque entre énergie acoustique et énergie thermique. Sa dynamique et ses principes de fonctionnement sont relativement complexes. La thermoacoustique implique d'ailleurs de nombreuses matières scientifiques comme l'acoustique, la thermique, la thermodynamique, ou encore la mécanique des fluides. Elle peut cependant se décrire de manière assez simple en première approche. Les systèmes thermoacoustiques sont des machines thermiques qui ont deux modes de fonctionnement réversibles : moteur ou récepteur (réfrigérateur). Lors du fonctionnement en mode « moteur », le système utilise l'énergie thermique pour produire de l'énergie acoustique, ou autrement dit, il produit une énergie mécanique (de nature acoustique) à partir d'un transfert d'une certaine quantité de chaleur. La puissance acoustique peut alors également être convertie en électricité et vice-versa en couplant un transducteur électro-acoustique. Lors du fonctionnement en mode inverse (réfrigérateur), le système thermoacoustique génère de un gradient de température en consommant de l'énergie acoustique. Il utilise ainsi l'énergie acoustique pour pomper de la chaleur à des niveaux de température plus élevées. De manière basique, une machine thermoacoustique utilise donc du son pour produire de la chaleur (ou créer du froid) ou de la chaleur pour générer un son.

A l'heure où les crises énergétiques et climatiques actuelles forcent les pays du monde entier à définir une nouvelle feuille de route, plus favorable au développement et au déploiement rentable de technologies aux faibles impacts écologiques, la thermoacoustique offre une solution innovante et prometteuse. Les dispositifs thermoacoustiques possèdent en effet de nombreux avantages. C'est une énergie propre et fiable. En effet ils sont naturellement écologiques car les gaz qui circulent dans le résonateur sont des gaz respectueux de l'environnement (pas

de chlorofluorocarbones¹ mais des gaz nobles comme l'azote, l'hélium, l'argon ou tout simplement de l'air) qui effectuent un cycle thermodynamique, ce qui rend possible la génération ou la dépense d'énergie acoustique [1]. De plus les machines (refroidisseurs ou moteurs) ne possèdent quasiment pas de pièces mobiles, ce qui augmente leur durée de vie, leur fiabilité et leur robustesse (aucune lubrification nécessaire, peu de maintenance...).

Cette technologie peut profiter directement de n'importe quelle source thermique, telles l'énergie solaire, ou l'énergie thermique perdue dans les moteurs automobiles, par exemple. Le champ d'application de tels systèmes est vaste : tout ce qui requiert chaleur, froid ou énergie mécanique est susceptible d'utiliser des machines thermoacoustiques, du domaine domestique (pompe à chaleur, réfrigérateur, congélateur...) à l'application industrielle (cryogénie, liquéfaction des gaz, conversion de l'énergie solaire en électricité...). Et c'est d'ailleurs au niveau industriel que l'on trouve les premières machines thermoacoustiques. Par exemple en avril 2004 l'entreprise Ben & Jerry's a fait le choix de financer un congélateur thermoacoustique, conçu par le Dr. Garret et les étudiants de la Pennsylvania State University, dans une démarche soucieuse de l'environnement [2]. Cependant le développement à grande échelle de ce type de machine n'est pas encore une réalité car pour l'instant l'efficacité de ces machines reste inférieure aux machines thermiques traditionnelles équivalentes.

La thermoacoustique est actuellement en plein essor et sa communauté scientifique qui ne comptait encore qu'une dizaine de fidèles dans les années 1980, regroupe maintenant plusieurs centaines de personnes à travers le monde. L'Europe participe à cet engouement et a ainsi décidé en 2009 de soutenir une telle technologie en créant le projet de recherche européen FP7 THATEA. Le but de ce projet est de faire progresser la science et la technologie des processus de conversion d'énergie thermoacoustique à un niveau tel que les rendements atteints permettraient à la thermoacoustique de devenir une énergie économiquement attractive. Le projet européen THATEA [3] est un projet de coopération entre l'Angleterre, les Pays-Bas, la France et l'Italie. Il réunit un ensemble de partenaires industriels (Energy research Center of the Netherlands « ECN », Aster Thermoakoestische Systemen, HEKYOM) et des organismes de recherche universitaires (CNRS – Femto-ST et IPNO, les universités de Manchester et de Messine). Le laboratoire au sein duquel s'est effectuée cette thèse a d'ailleurs fait partie de ce projet durant les trois années qu'il a duré et a ainsi permis d'amorcer les travaux réalisés pendant ce doctorat. L'objectif était de comprendre un peu mieux les phénomènes indésirables à l'origine des limitations

¹ Aussi dits CFC, ces gaz réfrigérants que l'on trouve dans les machines frigorifiques sont en particulier pointés par le protocole de Kyoto qui vise une réduction de 5,2% (par rapport à 1990) des principaux gaz à effet de serre.

des machines thermoacoustiques. En effet un important effort doit encore être effectué en vue d’optimiser ces machines, effort qui doit notamment porter sur la compréhension des processus non linéaires mis en jeu à fort niveau acoustique dans ces machines.

La théorie de la thermoacoustique, développée avec les travaux de N. Rott [4] et G. Swift [5], est fondée sur l’approximation de l’acoustique linéaire. Cette approximation constitue les prémices du développement de la thermoacoustique et en fait la base même de sa théorie. Elle permet une bonne estimation des performances des machines, notamment pour des faibles amplitudes de fonctionnement. Cependant elle devient imprécise pour les systèmes de forte puissance qui mettent alors en jeu un ensemble de phénomènes non linéaires et non négligeables qui ne sont pas pris en compte dans la théorie et qui limitent les possibilités d’optimisation des machines. Ces phénomènes non linéaires entraînent notamment l’apparition d’écoulements permanents qui vont venir se superposer à l’écoulement oscillant de l’onde acoustique. Ces écoulements peuvent être dus soit à des phénomènes de convection naturelle, soit à la présence d’obstacles ou de coudes dans le résonateur ou peuvent être d’origine acoustique, comme le « streaming acoustique ». Ce dernier phénomène est particulièrement néfaste car il est la source d’un écoulement qui va modifier les équilibres thermiques et consécutivement réduire l’efficacité de la machine [5][6]. Malgré les nombreuses études théoriques sur le streaming acoustique, aussi connu sous l’appellation « vent acoustique », peu de mesures expérimentales, et en particulier sur des installations de grande taille, ont été réalisées. Il s’avère que l’évaluation des effets non linéaires dans les résonateurs à ondes acoustiques, tel que le streaming, présente de nombreuses difficultés en matière de métrologie et de traitement du signal. Ainsi la plupart des études expérimentales se limitent généralement aux mesures de champs de vitesse et de pression locale.

Dans cette étude une méthodologie expérimentale appliquée à l’étude du vent acoustique a été mise en place afin d’analyser au mieux les caractéristiques de cet écoulement au sein d’un résonateur à ondes stationnaires. Le travail présenté dans ce manuscrit traite des mesures de champs de vitesse de streaming acoustique en appliquant la technique de Vélométrie par Images de Particules (PIV).

L’architecture de ce mémoire est organisée en cinq chapitres qui sont présentés dans ce qui suit. En premier lieu, afin de se familiariser avec le contexte des travaux, le premier chapitre expose d’abord brièvement le projet de recherche européen THATEA qui a initié ces travaux sur la thermoacoustique, avant de s’attarder plus en détails sur les principes qui régissent les phénomènes se déroulant au sein des machines thermoacoustiques. Les mécanismes sont décrits de manière à comprendre le principe physique de la thermoacoustique sans néanmoins rentrer dans le détail des considérations thermodynamiques, qui ne sont pas le lieu de cette thèse. Le second chapitre développe les manifestations

non linéaires de second ordre, et en particulier les streaming acoustiques tout en offrant un aperçu des travaux qui traitent de ces écoulements. Les vents acoustiques dits de Rayleigh-Schlichting ou Gedeon, ou les streaming de jets sont notamment mentionnés. Les troisième et quatrième chapitres décrivent les montages PIV (Velocimétrie par Image de Particules) respectivement utilisés au sein d'un résonateur acoustique « simple » et au sein d'un résonateur équipé d'une amplification thermoacoustique. De plus les procédures d'acquisition en synchronisée en phase et l'ensemble des traitements de données (PIV, température, pression...) sont abordés. Enfin dans le cinquième et dernier chapitre, les résultats des mesures de PIV sont présentés et commentés.

C hapitre 1

Les machines thermoacoustiques

Ce premier chapitre aborde les principes de fonctionnement des machines thermoacoustiques. Après un court résumé relatant l'historique de cette technologie, on pourra se familiariser avec sa théorie et les éléments constitutifs des machines. Enfin nous terminerons par une présentation succincte de quelques machines thermoacoustiques existantes.

1.1 Petite histoire de la thermoacoustique

Les machines thermoacoustiques, comme de nombreux systèmes thermodynamiques, peuvent être classées en deux catégories : les récepteurs (réfrigérateurs ou pompes à chaleur) ou les moteurs. Dans le cas des récepteurs thermoacoustiques les oscillations entretenues au sein d'un fluide de travail génèrent un flux de chaleur qui entraîne la création d'un gradient de température au sein du système. A l'inverse les moteurs thermoacoustiques sont des machines thermiques soumises à un gradient de température, dont l'interaction entre les oscillations acoustiques et thermiques au voisinage des parois du résonateur, entraîne une conversion d'énergie thermique en énergie acoustique. Bien que la thermoacoustique ait vu son essor dans les années 1980, l'exploitation de cette interaction chaleur-son n'est pas si récente que ça puisque c'est en 1802 que B. Higgins réussit à créer le premier processus moteur en générant des oscillations acoustiques dans un tube grâce à une flamme chauffant la paroi d'un tube [7]. Puis à la fin du 19^{ème} siècle, d'autres machines virent le jour comme le tube de Sondhauss [8]. Par la suite, d'énormes progrès ont été fait par Lord Rayleigh [9] grâce à son œuvre monumentale « La Théorie du Son » où il souligne l'importance de la relation de phase entre les oscillations de température et de

pression lors de ces processus de conversion d'énergie acoustique-thermique fournissant ainsi une explication au fonctionnement du tube de Sondhauss¹. En 1962, Carter mit au point la première machine à l'origine des machines thermoacoustiques modernes, en créant un tube de Sondhauss amélioré grâce à l'ajout d'un empilement de plaques (stack) dans le résonateur. Ce n'est seulement qu'à cette même période, alors que les procédés régissant les moteurs thermoacoustiques semblent déjà être bien acquis, que se développèrent les premières machines utilisant le processus de réfrigération thermoacoustique, en particulier les tubes à gaz pulsés très à l'étude dans le domaine de la cryogénie. Gifford et Longsworth [10] introduisirent en 1966 le premier prototype de tube à gaz pulsés permettant de créer du froid jusqu'à des températures inférieures à 170K en employant des ondes de pression à très basses fréquences (quelques hertz). En 1975 Merkil et Thomann [11] relevèrent un abaissement de la température au niveau des ventres de vitesse et un échauffement au niveau des nœuds de vitesse dans un tube à la résonance acoustique. Parallèlement, en 1978, Ceperley [12] imagina une version sans piston du moteur Stirling, réalisant que le déphasage entre la pression et la vitesse dans les machines Stirling était le même que pour les ondes acoustiques progressives. En effet jusqu'à présent, depuis le début du 19^{ème} siècle où se développèrent les premières machines Stirling comme alternative aux machines à vapeur, ces machines utilisaient beaucoup de parties mobiles que l'on pensait indispensables au fonctionnement (vilebrequins, pistons, etc.).

L'ère de la thermoacoustique moderne fut ouverte par N. Rott [4] qui fut le premier à mettre en équation le phénomène des ondes de Taconis² et à établir les bases théoriques de la thermoacoustique. Il décrivit ainsi la théorie de l'apparition d'oscillations acoustiques se développant spontanément dans un gaz, à l'intérieur d'un canal présentant un gradient axial de température, avec des dimensions latérales de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite visqueuse δ_v (environ 1mm, très petit devant la longueur d'onde de l'ordre de 1m). Yazaki [13] a par la suite démontré que la plupart des analyses de Rott pour l'oscillation Taconis étaient quantitativement précises. Cette théorie marqua le début d'une progression importante du domaine de la thermoacoustique en initiant notamment la conception et la réalisation de machines thermoacoustiques aux efficacités énergétiques croissantes. En effet, quelque temps après, au début des années quatre-vingt, le laboratoire de Los Alamos (LANL) commença à s'investir dans les recherches thermoacoustiques en s'inspirant des travaux menés jusque là. Ainsi, J. Weathley observa la génération d'un gradient de température par une onde acoustique. Appliquant la théorie de Rott à une situation où le gradient de

¹ Il consiste en un tube fermé à une de ses extrémités et qui génère un son si la partie fermée est chauffée. C'est un phénomène bien connu des souffleurs de verre et découvert en 1850 par Karl Sondhauss.

² Dans un tube, quand un gaz est refroidi de la température ambiante à une température beaucoup plus froide, il se met parfois à osciller spontanément en générant un important transport de chaleur vers la zone froide.

température le long du résonateur était trop faible pour générer une onde acoustique, Hofler [14][15] de la même équipe du LANL réalisa le premier prototype de réfrigérateur thermoacoustique. Puis G. Swift et son équipe, considérés comme des pionniers de la thermoacoustique, développèrent les premiers moteurs (FIGURE 1-1) et réfrigérateurs à ondes stationnaires puis à ondes progressives [16]. Il est à noter que G. Swift a énormément contribué au développement des machines thermoacoustiques. Il publia d'ailleurs un livre en 2001 qui fournit une introduction claire et simple à la thermoacoustique tout en détaillant de manière complète le fonctionnement des machines thermoacoustiques. Ses conclusions s'appuient sur les résultats expérimentaux de son équipe du LANL. En outre il mit à la disposition de chacun le logiciel développé au sein du LANL permettant de prédire la performance d'une machine thermoacoustique. Ce logiciel, appelé DeltaEC [17], est depuis lors largement utilisé par la communauté thermoacoustique. Depuis, d'autres études associées aux machines thermoacoustiques sont apparues. On peut citer les travaux réalisés par Kang et al. qui ouvrent de nouvelles perspectives en étudiant l'effet thermoacoustique au sein de machines à ondes mixtes progressives et stationnaires [18].

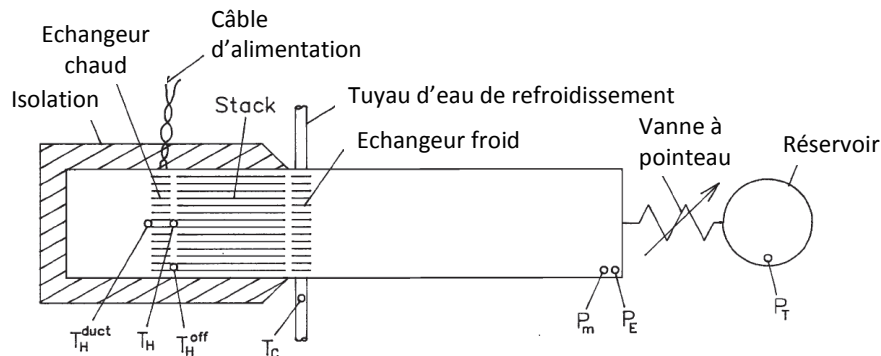


FIGURE 1-1 - *Schéma d'un des premiers moteurs thermoacoustiques utilisés au laboratoire de Los Alamos (d'après [16]).*

1.2 Principes de la thermoacoustique

L'« effet thermoacoustique » trouve son origine au niveau des processus d'interaction entre un fluide, dans lequel oscille une onde acoustique, et des parois solides, ce qui génère ainsi une conversion d'énergie entre énergies acoustique et thermique (ou vice-versa). Ces sont les modifications de pression liées au déplacement axial du fluide imposé par l'onde qui vont générer plusieurs transformations thermodynamiques. La présence des parois ajoute un déphasage temporel aux échanges thermiques qui prennent place au voisinage de celles-ci. Dans la couche limite thermique, près des parois, lorsque celles-ci présentent un gradient de température ∇T , l'oscillation de l'amplitude de température est plus réduite qu'au centre de l'écoulement où elle possède un caractère plus proche d'un comportement adiabatique. A l'échelle de la particule de gaz, ce phénomène reste très faible ; il convient alors de l'amplifier afin d'obtenir des niveaux de puissance suffisants. Pour mettre en œuvre cet « effet thermoacoustique », plusieurs conditions (de géométrie en particulier) sont à respecter. Ainsi les systèmes les plus accessibles (généralement des systèmes à ondes stationnaires, voir FIGURE 1-2) consistent en un résonateur acoustique (i.e. un tube allongé de préférence fermé) rempli de gaz inerte et à l'intérieur duquel se trouve un milieu poreux (ex : un empilement de plaques espacées de quelques dixièmes de millimètres, aussi appelé *stack*) muni de deux échangeurs de chaleur à ses extrémités. Ces échangeurs de chaleur permettent d'assurer les échanges thermiques avec les milieux extérieurs au résonateur (source et puits). Dans le cas d'un réfrigérateur, un haut parleur émettant l'onde à l'intérieur du résonateur est aussi présent.

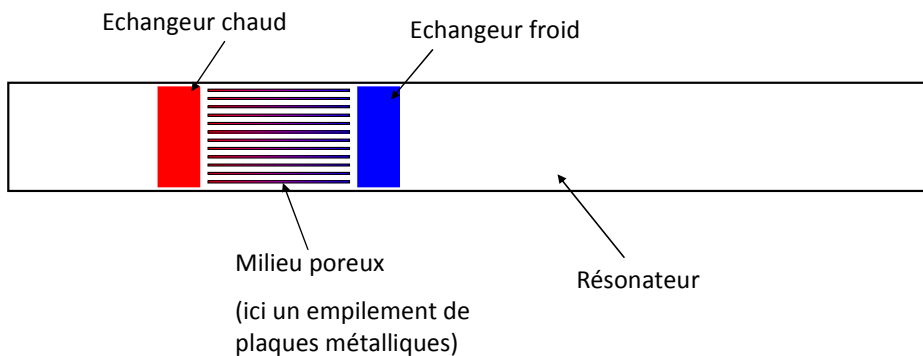


FIGURE 1-2 - *Schéma d'un système thermoacoustique simple (moteur), à ondes stationnaires.*

Suivant le mode de fonctionnement, des processus physiques complexes sont mis en jeu. C'est l'objet des paragraphes suivants qui présenteront tout

d'abord une description succincte des principes de fonctionnement des moteurs thermoacoustiques (§1.2.1) puis des réfrigérateurs thermoacoustiques (§1.2.2).

1.2.1 Cas du moteur thermoacoustique

Le moteur thermoacoustique est une machine thermique qui a pour vocation d'échanger avec des sources extérieures de l'énergie sous forme de chaleur dans le but de créer un travail mécanique.

On trouve deux types de moteurs thermoacoustiques : les moteurs à ondes stationnaires (la pression acoustique et le déplacement particulaire sont en phase) et les moteurs à ondes progressives (la pression acoustique et le déplacement particulaire sont en quadrature de phase) qui vont différer de part leur géométrie mais aussi de part les processus d'échanges thermiques qui vont s'opérer. L'objet de cette thèse portant principalement sur les machines à ondes stationnaires, nous nous appuierons donc sur ces dernières pour présenter le processus thermoacoustique. Sur la figure suivante (FIGURE 1-3), un moteur à ondes stationnaires est schématisé, ce qui permet de comprendre un peu mieux les procédés thermoacoustiques régissant le mode de fonctionnement moteur.

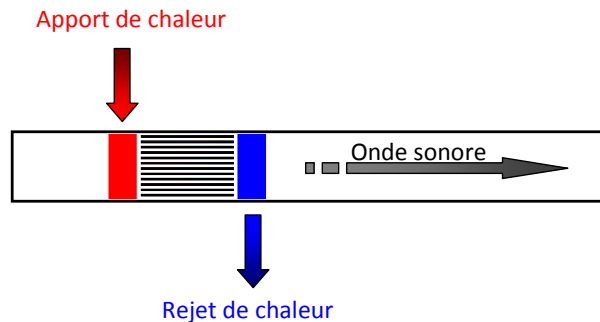


FIGURE 1-3 - *Principe de fonctionnement d'un moteur thermoacoustique (à ondes stationnaires).*

Le principe est le suivant : à l'aide des échangeurs, une différence de température suffisante est maintenue, établissant ainsi un gradient de température axial³ le long du milieu poreux qui permet de déclencher

³ Le gradient de température doit être supérieur à un gradient de température critique défini par $\nabla T_{crit} = \left| \frac{T_a}{\xi_1} \right|$. En effet, lors des phases de compression et détente, on suppose le processus adiabatique. La loi de Laplace pour un gaz parfait $p^{(1-\gamma)} T^\gamma = cste$ peut alors

spontanément et d'amplifier une onde acoustique. L'amplitude va alors augmenter avec le gradient thermique jusqu'à atteindre son régime permanent.

Pour illustrer ce procédé nous considérons une particule de fluide située entre deux plaques du stack le long duquel est appliqué un gradient de température ∇T . Cette particule est soumise à une onde de pression sinusoïdale stationnaire ce qui la fait osciller autour d'une position de référence avec une amplitude $|\xi_1|$. Ci-après de manière à simplifier l'interprétation du processus thermoacoustique, le mouvement de la particule est supposé suivre non pas un profil sinusoïdal mais un profil qui se rapproche d'un signal rectangulaire (voir FIGURE 1-4).

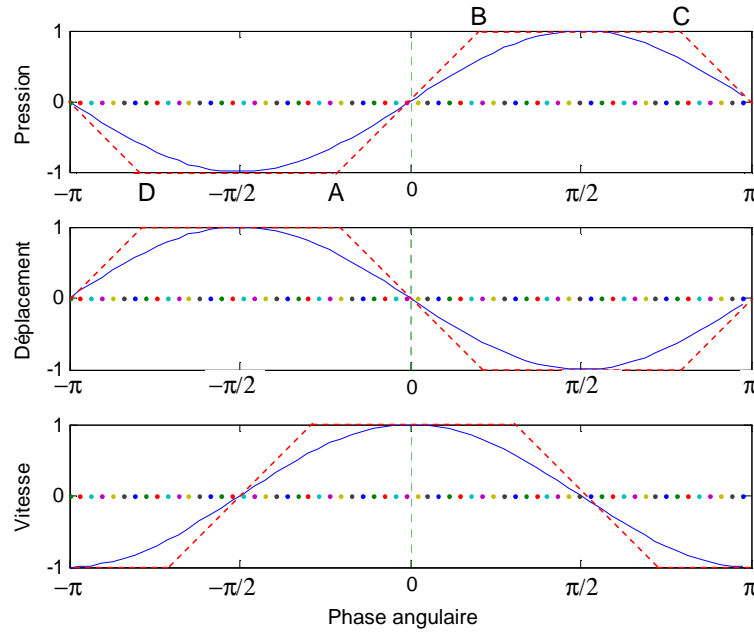


FIGURE 1-4 - *Profil sinusoïdal en trait plein et profil rectangulaire en trait pointillé.*

Le cycle thermodynamique suivi par la particule se déroule alors suivant quatre phases :

s'appliquer et on en déduit ainsi que $\frac{T_a}{T_0} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{p_a}{p_0}$. De même, durant ces phases, la particule de fluide se déplace d'une distance de $2|\xi_1|$ et subit une variation de pression de $2|p_a|$ (voir Figure 1-4) entraînant donc une variation de température de $2|T_a| = 2T_0 \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{|p_a|}{p_0}$.

- compression adiabatique (A-B)
- expansion isobare (B-C)
- détente adiabatique (C-D)
- contraction isobare (D-A)

Ces phases sont décrites sur la FIGURE 1-5 où le processus thermoacoustique, représenté de façon schématique, est décrit dans un formalisme lagrangien dans un moteur à ondes stationnaires.

A un instant t_0 la particule est supposée fixe avec une pression p . La température de la particule est imposée par la température de la plaque environnante car le matériau solide des plaques possède une capacité calorifique C_p beaucoup plus élevée que celle du fluide.

Dans ce type de moteur le déphasage entre la pression et le déplacement acoustiques est imposé par les propriétés des ondes stationnaires : il est nul (alors que le déphasage entre la vitesse acoustique et la pression est de $\pi/2$). En conséquence, la particule varie en pression en même temps qu'elle est déplacée. Ainsi durant la première phase du cycle, la particule est simultanément déplacée vers la gauche d'une distance de $2|\xi_1|$ par l'onde acoustique et est compressée de manière adiabatique. De même, la température de cette particule s'élève sous l'effet de l'augmentation de pression. Quand cette particule atteint sa nouvelle position et est supposée à l'arrêt, sa température est alors plus froide que celle des plaques environnantes (visible sur la FIGURE 1-6 ; sous réserve que le gradient de température appliqué soit supérieur au gradient critique). Un transfert de chaleur s'opère alors des plaques vers la particule entraînant son réchauffement et son expansion thermique : le réchauffement isobare de la particule et donc son expansion a lieu lorsque la pression est élevée. Pendant la troisième phase, la particule subit une détente adiabatique : la particule est déplacée vers la droite tout en subissant une détente augmentant alors son volume. Enfin, durant la dernière phase, la particule ayant alors une température plus élevée que celle des plaques voisines, un flux de chaleur s'établit de la particule vers la plaque. Par conséquent le gaz se refroidit et se contracte de manière isobare, retournant à son état initial de la phase 1 (en supposant l'absence d'écoulements secondaires perturbateurs !) : la contraction isobare se produit lorsque la pression est faible.

Ce processus est à l'origine de la génération d'ondes acoustiques qui s'amplifient progressivement jusqu'à ce que les pertes bornent le phénomène. « Le système sélectionne et amplifie toute perturbation acoustique, à la fréquence de résonance et de ce fait met toute son énergie à amplifier uniquement cette fréquence en accord avec les propriétés acoustiques du résonateur. » [19].

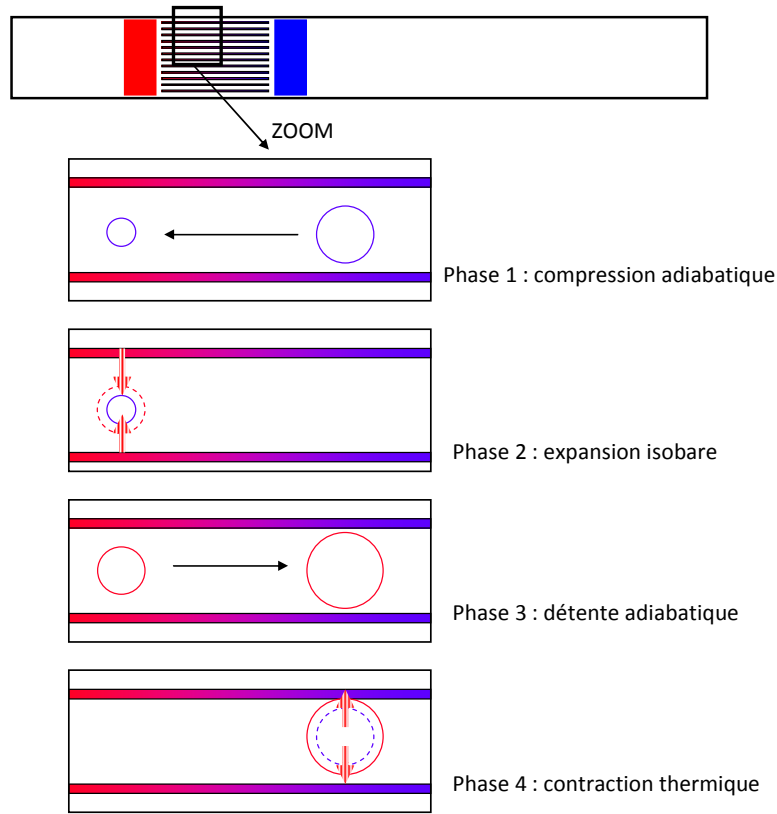


FIGURE 1-5 - Cycle d'une particule de fluide suivant un cycle acoustique sinusoïdal sous l'effet d'un gradient de température dans un moteur à ondes stationnaires.

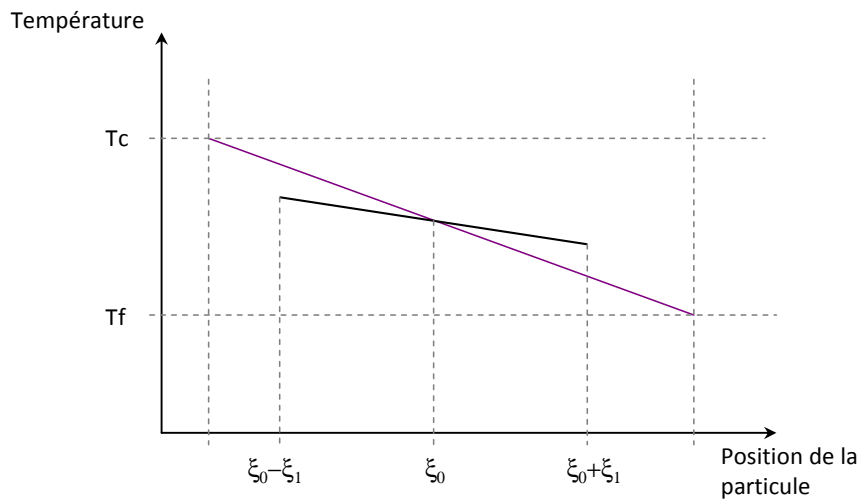


FIGURE 1-6 - Température de la particule en fonction de sa position dans un cycle moteur. La courbe violette (tracé fin) représente le gradient de température au sein du stack. La courbe noire (tracé gras) est la courbe de température suivie par la particule lors de ses déplacements.

Ce cycle peut par ailleurs être représenté sous la forme d'un diagramme de Clapeyron (FIGURE 1-7). La forme trapézoïdale décrit le cycle qu'aurait une particule si elle suivait le profil « rectangulaire » et l'ellipse représente le cycle réel d'une particule. La zone bleue correspond au travail net produit par le moteur pendant un cycle.

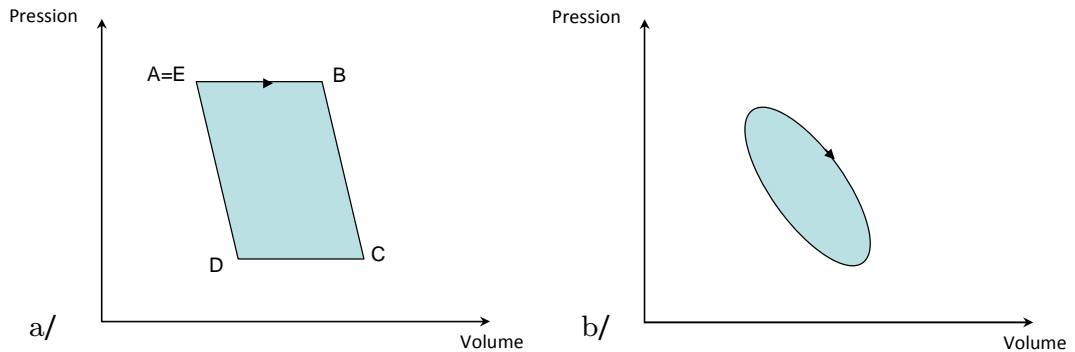


FIGURE 1-7 - *Diagramme de Clapeyron a/simplifié, correspondant au profil rectangulaire et b/non simplifié, correspondant au profil réel sinusoïdal.*

Les relations de phase entre la température, la pression et le déplacement de la particule de fluide (déplacement acoustique) ont une importance toute particulière. Prenons l'exemple précédent, celui d'un moteur à ondes stationnaires. Les plaques du stack, placées dans le fluide soumis à une onde acoustique, imposent localement leur température (ainsi que leur vitesse) aux particules en contact. Puis en son voisinage, le matériau solide du stack perturbe par diffusion les oscillations de température du fluide en mouvement dans la couche limite thermique définie par :

$$\delta_{\kappa} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_p \omega}} \quad (1.1)$$

avec κ : conductivité thermique du fluide
 ρ : masse volumique du fluide
 C_p : chaleur massique du fluide
 ω : pulsation acoustique

Au voisinage de la paroi, la température du fluide est imposée par celle du matériau : le processus est isotherme. Loin de la paroi, au-delà de la couche limite thermique, le processus est considéré comme adiabatique : la température évolue

en phase avec la pression acoustique. Cependant il existe une zone, lorsqu'une particule se trouve à une distance de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite δ_k de la paroi où les échanges thermiques sont plus complexes. La particule est alors suffisamment proche de la paroi pour permettre des échanges entre le fluide et le matériau mais du fait de sa position en bordure de couche limite, ces échanges thermiques ne vont pas s'opérer instantanément mais avec un léger retard dû à un déphasage entre la température et la pression acoustique. Cette zone est très intéressante car elle est le lieu du « processus thermoacoustique », zone où a lieu la conversion d'énergie.

On comprend dès lors que le contact thermique entre fluide et paroi a toute son importance et doit être attentivement et correctement choisi. Pour qu'un échange d'énergie ait lieu, l'espacement fluide-paroi $\frac{d}{2}$ (soit une distance inter-plaque de d) doit être de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite thermique. En effet si $d \gg 2\delta_k$ le contact thermique est trop faible et par conséquent les échanges entre le fluide et le matériau n'ont pas lieu. À l'inverse, si le contact thermique devient trop important ($d \ll 2\delta_k$), le déphasage entre température et déplacement n'existe pas et à tout moment, la température du fluide est celle de la paroi. Dans les deux éventualités, aucun travail n'est produit.

1.2.2 Cas des réfrigérateurs thermoacoustiques

Le processus thermoacoustique à l'origine du fonctionnement de réfrigérateurs est relativement différent de ce qui a été présenté en §1.2.1 et nécessite quelques explications supplémentaires.

Un réfrigérateur thermoacoustique [20][21] est une machine thermique qui utilise un apport d'énergie qui lui est fourni par un travail mécanique pour « pomper » de la chaleur d'un milieu froid et le transférer à un milieu chaud. Tout comme il existe deux types de moteurs thermoacoustiques, on trouve deux types de réfrigérateurs thermoacoustiques : les réfrigérateurs à ondes stationnaires et les réfrigérateurs à ondes progressives.

La FIGURE 1-8 décrit les principes à l'origine du fonctionnement en mode récepteur (pompe à chaleur ou réfrigérateur). Dans le cas d'un fonctionnement récepteur (ou charge), les oscillations du gaz produites par les mouvements de va-et-vient de ses molécules vont se propager à travers le milieu poreux. Elles vont permettre de « transporter » de la chaleur d'un endroit à un autre, le long de ce stack, permettant de pomper de la chaleur et de créer du froid [1]. En effet, à l'échelle moléculaire le son se propage dans un milieu fluide en comprimant puis détendant tour à tour les molécules, les unes contre les autres. Or un gaz que l'on comprime s'échauffe. De même, un gaz qui se détend se refroidit. Autrement dit, lorsque l'onde sonore comprime puis détend les molécules du fluide sur son

passage, ce dernier subit une variation de température. C'est sur ce principe que sont basés les réfrigérateurs thermoacoustiques.

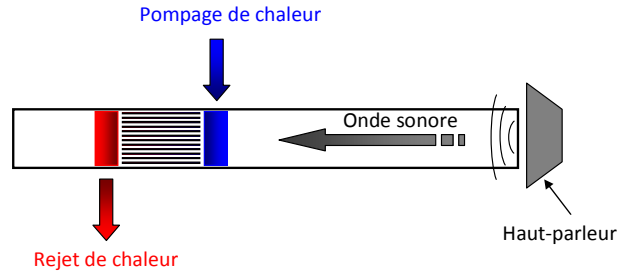


FIGURE 1-8 - *Principe de fonctionnement d'un réfrigérateur thermoacoustique (à ondes stationnaires).*

Le processus est alors relativement similaire à celui décrit sur la FIGURE 1-5 à la différence près que les échanges de chaleur se trouvent inversés (aux phases 2 et 4). Le cycle thermodynamique suivi par la particule se déroule suivant les quatre phases suivantes :

- compression adiabatique
- contraction isobare
- détente adiabatique
- expansion isobare

A l'issue de la première phase, lorsque le gaz a été simultanément comprimé et déplacé vers la gauche du résonateur, la particule est alors plus chaude que les plaques environnantes car le gradient de température établi au sein du stack est relativement faible (inférieur au gradient de température critique ∇T_{crit}). Elle leur cède de la chaleur ce qui cause sa contraction. C'est la phase de contraction isobare. Durant la troisième phase, alors que la particule est déplacée par l'onde vers la zone de pressions plus basses, elle est simultanément détendue à un volume plus important. Enfin, la particule subit la dernière phase du cycle : l'expansion thermique. En effet, en arrivant à sa nouvelle position, la particule est plus froide que les plaques voisines et un flux de chaleur s'établit alors des plaques vers la particule, la réchauffant, et sous l'effet de cette hausse de température, la grossissant.

Ainsi, au cours d'un cycle, le gaz subit simultanément des oscillations adiabatiques de température et des oscillations de pression en phase avec les oscillations du gaz.

Lors de ce cycle acoustique, de la chaleur est donc transportée le long des plaques grâce aux particules de fluide qui vont se la transférer de proche en proche établissant un flux axial de chaleur. En effet, durant la deuxième phase, la chaleur cédée par une particule peut être récupérée par sa voisine de gauche pendant la dernière phase de son cycle (une demi-période plus tard) [22] : une partie de la plaque se refroidit et l'autre se réchauffe. Il est à noter que ce flux s'établit dans le sens opposé du flux de conduction dans le matériau. Par conséquent le matériau constituant le milieu poreux doit être choisi de manière à avoir des propriétés le rendant très « mauvais » en conduction thermique.

Concernant le dimensionnement du stack, les conclusions sont similaires à celles présentées en 1.2.1. Le contact thermique fluide-paroi doit être imparfait afin que durant les phases de compression et de détente adiabatiques, le fluide soit suffisamment « isolé » de la paroi mais que durant les phases de contraction et d'expansion isobares, les échanges de chaleur puissent néanmoins avoir lieu. Autrement dit, la distance inter-plaques du stack doit être choisie de manière à avoir une longueur de l'ordre de deux fois l'épaisseur de couche limite thermique. Si ce n'était pas le cas, aucun transport de chaleur n'aurait lieu.

1.3 Eléments de la machine thermoacoustique

Ce n'est pas dans notre propos de détailler toute la théorie et la littérature de ces vingt dernières années concernant la conception d'éléments de la machine thermoacoustique mais il est néanmoins intéressant de préciser quelques points importants relatifs aux milieux poreux, aux échangeurs de chaleur ou aux résonateurs. L'intérêt ici est de présenter les principales notions à connaître et à respecter lorsque l'on conçoit une installation thermoacoustique. Davantage de renseignements peuvent être trouvés, entre autres, dans les travaux suivants : [28][29][30][31].

1.3.1 Influence du gaz de travail

La plupart du temps, au sein des machines thermoacoustiques, on utilise des gaz rares comme l'hélium et l'argon ou des gaz plus communs comme l'azote et même parfois des mélanges. Mais quant à savoir quel gaz ou quel mélange utiliser, ce choix relève de plusieurs critères intrinsèques au fluide : son coefficient γ (ou facteur isentropique), son nombre de Prandtl, sa masse molaire, sa conductivité thermique et le coefficient de convection thermique h réalisable. Ensuite cela dépend de l'utilisation que l'on souhaite avoir de la machine.

Par exemple, en choisissant de se concentrer sur la puissance mécanique délivrée par le système, on choisira des gaz légers (hélium, dihydrogène ou néon) aux vitesses de son élevées, fournissant les puissances les plus importantes [5]. Ces gaz légers ont par ailleurs une conductivité thermique plus élevée, d'où une couche limite thermique plus épaisse, facilitant la fabrication des stacks avec ainsi un espacement inter-plaque plus important.

Par ailleurs, on essaiera de choisir un gaz (ou un mélange de gaz) au nombre de Prandtl faible. En effet le nombre de Prandtl formulé :

$$\text{Pr} = \left(\frac{\delta_v}{\delta_\kappa} \right)^2 = \frac{\mu C_p}{\kappa} \quad (1.2)$$

avec κ : conductivité thermique du fluide

μ : viscosité dynamique du fluide

C_p : chaleur massique du fluide à pression constante

est défini comme le rapport au carré de l'épaisseur de couche limite visqueuse sur l'épaisseur de couche limite thermique. Afin de limiter les pertes par frottement visqueux et d'améliorer les transferts thermiques convectifs au sein du gaz (i.e. une conductivité thermique élevée), on choisira des gaz dont le nombre de

Prandtl est petit. Cela permet d'ailleurs d'augmenter considérablement l'efficacité ou le rendement des machines. Les gaz monoatomiques ayant un nombre de Prandtl proche de 1, on favorisera un mélange de gaz (généralement un gaz léger auquel on ajoute un gaz plus lourd) réduisant ainsi la valeur de Pr [23]. Par exemple 20% d'argon en concentration molaire dans de l'hélium a un nombre de Prandtl de 0,4 [24].

De même, toujours en ajoutant de l'argon, ou du xénon, on obtient un nombre de Prandtl minimum aux alentours de 40% d'hélium [25]. D'ailleurs des améliorations très nettes des performances ont été mesurées dans les refroidisseurs thermoacoustiques utilisant des mélanges binaires de gaz rares allant jusqu'à 70% des valeurs obtenues avec de l'hélium pur [26].

Enfin, une évaluation du coefficient de convection h donnera une information sur l'efficacité du fluide au niveau des échanges thermiques. Un coefficient de transfert de chaleur élevé améliore les échanges thermiques et permet de garder des surfaces d'échange raisonnables.

Le tableau suivant (TABLEAU 1-1) présente l'ensemble des caractéristiques physiques des différents gaz utilisés en thermoacoustique.

Gaz	Masse molaire M_m g/mol	c_p $J/mol \cdot K$	c_v $J/mol \cdot K$	γ	Viscosité dynamique μ $\times 10^5 Pa \cdot s$	Conductivité thermique κ $J \cdot s^{-1} m^{-1} K^{-1}$	Pr
Hélium	4	20.766	12.761	1.63	1,96	0.146	0,69
Néon	20.18	20.766	12.669	1.642	3,173	0.0489	0,67
Argon	39.94	20.934	12.544	1.668	2,2638	0.0174	0,68
Krypton	83.80	22.307	13.384	1.67	2,53	0.00954	0,71
Xénon	131.3	21.000	12.644	1.66	2,31	0.00544	0,68
Air	29	29.140	20.808	1.4	1,846	0.0259	0,72
SF6	146	97.385	93.617	1.04	1,53	0.0138	0,74
Oxygène	32	29.387	21.051	1.396	2,063	0.0267	0,71

TABLEAU 1-1 - Valeurs des propriétés des gaz pour effectuer les calculs du nombre de Prandtl de mélanges de gaz ([27]).

1.3.2 Le milieu poreux

Un des éléments majeur constituant la machine thermoacoustique est le milieu poreux. Il est respectivement appelé « stack » ou « régénérateur » suivant qu'on travaille avec une machine thermoacoustique à ondes stationnaires ou à ondes progressives. Il a toute son importance car il est au cœur des processus

d'échanges thermoacoustiques. Il existe plusieurs géométries : structure en nid d'abeilles, structure en plaques parallèles, structure à pores carrées, etc. Mais quelle que soit sa géométrie, son dimensionnement doit respecter des critères bien spécifiques suivant le caractère des ondes sonores. Par exemple, afin de maintenir un contact thermique modeste entre le fluide de travail et le matériau solide du milieu poreux au sein des résonateurs à ondes stationnaires, les pores ou les canaux parallèles des stacks ou régénérateurs doivent avoir un rayon hydraulique comparable à l'épaisseur de la couche limite thermique δ_k . De même, pour les machines à ondes progressives, afin de maintenir un contact thermique excellent entre le fluide et le solide, les pores ou les canaux parallèles du milieu poreux doivent avoir un rayon hydraulique plus petit que δ_k . Concernant les longueurs des plaques du stack, dans la pratique, elles sont généralement supérieures au déplacement particulaire.

Quant au matériau, il doit entre autres être choisi de manière à réduire au minimum la conduction thermique au sein du stack ou du résonateur (vu en §1.2.2) c'est-à-dire avoir une faible conductivité thermique. D'autre part, afin de pouvoir imposer rapidement sa température au fluide environnant, le matériau doit posséder une capacité calorifique élevée (en tous cas, bien plus élevée que celle du fluide). Généralement, des plastiques, de la céramique comme la cordiérite (utilisée dans les pots catalytiques de voitures) ou de l'acier inoxydable sont choisis pour confectionner le milieu poreux.

Choisir la position du stack ou du régénérateur dans le système, nécessite une étude plus approfondie que les informations qui vont être fournies ci-après. Le choix de l'emplacement du milieu poreux résulte d'un compromis entre une machine de forte puissance et une machine d'efficacité importante [4]. Il en résulte que le stack (ou régénérateur) doit être placé entre un nœud de pression et un ventre de pression⁴. Cette position intermédiaire permet d'associer les oscillations de pression (donc de température) à un déplacement donné, condition pour qu'il y ait existence de l'effet thermoacoustique désiré.

1.3.3 Les échangeurs de chaleur

Bien sûr la technologie des échangeurs de chaleur n'est pas propre à la thermoacoustique et se retrouve en fait dans un vaste champ d'applications. Cependant il est intéressant de noter que par rapport aux types bien connus d'échangeurs de chaleur utilisés avec des écoulements stationnaires, les échangeurs de chaleur utilisés en thermoacoustique doivent répondre à des

⁴ Proche d'un ventre de pression, la vitesse faible permet de réduire alors la dissipation visqueuse et augmente l'efficacité/rendement. Cependant comme les systèmes à ondes stationnaires génèrent de la puissance acoustique de manière globalement proportionnelle à $\text{Im}[\tilde{p}_1 U_1]$ [5], une vitesse réduite limite la puissance de la machine.

critères supplémentaires, en particulier dus au caractère oscillant de l'écoulement. En effet la technologie des échangeurs appliquée à la thermoacoustique est encore en plein développement. Une description exacte de leur dimensionnement et de leur fonctionnement n'est pas encore bien connue et est encore un sujet d'étude [32][33][34].

En thermoacoustique, les échangeurs de chaleur ont pour rôle de transférer une quantité de chaleur du gaz vers un puits extérieur ou d'une source extérieure de chaleur vers le gaz. Ces échangeurs se retrouvent au sein d'écoulements de convection forcée conduisant à des flux de chaleur assez importants. Ils doivent répondre à beaucoup de contraintes de conception dont la porosité de l'échangeur et le coefficient global d'échange qui doit être suffisamment élevé. En raison de ces contraintes, certains types d'échangeurs de chaleur sont seulement utilisés. Ils sont généralement réalisés à partir des technologies des échangeurs à plaques (en cuivre ou en aluminium par exemple) ou des échangeurs à faisceau de tubes (courants parallèles ou croisés).

Concernant leur dimensionnement, les échangeurs de chaleur doivent aussi répondre à un certain nombre de critères. En effet, le gaz oscillant induit forcément une surface d'échange limitée entre le solide et le gaz dans la direction de la propagation acoustique. La longueur de l'échangeur le long de la direction axiale de l'oscillation des particules doit être en principe environ égale au double de l'amplitude de déplacement de la particule (c'est-à-dire égale au déplacement particulaire $2|\xi_1|$). Ainsi l'échangeur doit présenter une grande surface d'échange tout en respectant une longueur limitée dans la direction de propagation, ce qui nécessite un recours aux échangeurs de type « compacts ». L'espacement des plaques d (dans un échangeur à plaques) est généralement de l'ordre de quelques épaisseurs de couche limite thermique ($\delta_k < d < 2\delta_k$) et il est souhaitable d'y adjoindre de nombreuses ailettes fines. De plus ces échangeurs doivent aussi répondre à d'autres contraintes comme :

- l'utilisation de gaz à haute pression (étanchéités),
- les contraintes mécaniques importantes causées par l'expansion et la contraction dues aux variations de pression.

1.3.4 Le résonateur

Le choix de la géométrie du résonateur détermine avant tout le mode de fonctionnement de la machine. Typiquement, on choisira un résonateur à géométrie rectiligne dans le cas de machines à ondes stationnaires « pures » et un résonateur conçu en boucle dans le cas de machines à ondes progressives. Nous nous attarderons une fois de plus sur le cas du système à ondes stationnaires.

Généralement, le choix se porte sur des résonateurs quart d'onde ou demi onde, respectivement fermé à une extrémité et ouvert de l'autre ou fermé des deux côtés.

Outre un facteur de qualité élevé, le résonateur doit par ailleurs être conçu de manière à favoriser une distribution du champ acoustique optimale (pour l'effet thermoacoustique) à l'endroit du stack. Il doit également satisfaire des contraintes de réalisation technologique liées à la forte pressurisation du fluide de travail et à la présence d'inhomogénéités de températures.

Quant à la longueur du résonateur, elle déterminera la fréquence à laquelle les mesures s'effectueront, suivant le mode acoustique choisi. Il est d'ailleurs fréquent de travailler à la fréquence fondamentale de résonance plutôt qu'avec les harmoniques. Cette fréquence influe ensuite sur l'épaisseur des couches limites thermiques et visqueuses dans le fluide.

A noter, qu'un résonateur acoustique est caractérisé par un facteur de qualité Θ , rapport de la puissance acoustique stockée \dot{W}_{stat} dans un volume V sur la puissance dissipée \dot{W}_{diss} aux parois du volume [35].

$$\Theta = \frac{\dot{W}_{stat}}{\dot{W}_{diss}} \quad (1.3)$$

Plus ce facteur est élevé, plus fine est la résonance. On favorisera alors des résonateurs dont le facteur de qualité est élevé :

$$\frac{1}{\Theta} \approx \left[\frac{\delta_v}{r_h} + (\gamma - 1) \frac{\delta_\kappa}{r_h} + 2(\gamma - 1) \frac{\delta_\kappa}{L} \right] \quad (1.4)$$

Avec r_h : rayon hydraulique du guide d'onde
 L : longueur du résonateur

En conclusion pour améliorer la valeur de Θ , il faut augmenter le rapport r_h / δ_v et choisir un gaz avec un facteur isentropique faible.

1.4 Quelques machines thermoacoustiques

Au cours des parties précédentes, nous nous sommes attardés à la problématique du processus thermoacoustique relatifs aux machines à ondes stationnaires. Cependant, comme il a été mentionné précédemment, les machines thermoacoustiques peuvent être dissociées en deux classes : les machines à ondes stationnaires et les machines à ondes progressives. Le fonctionnement des machines thermoacoustiques à ondes progressives n'est pas totalement éloigné de celui des machines à ondes stationnaires. La principale différence réside dans le déphasage entre déplacement et pression et donc oscillation de température. Concernant leur design, contrairement aux machines à ondes stationnaires qui nécessitent l'utilisation d'un stack, les machines à ondes progressives emploient un régénérateur dont le contact thermique doit être excellent. Les distances paroi-fluide doivent être bien inférieures à l'épaisseur de couche limite thermique.

Nous présenterons ici quelques exemples de machines thermoacoustiques appartenant à ces deux catégories. Auparavant nous rappelons quelques définitions relatives aux performances des machines. En plus de la puissance mécanique délivrée par le moteur ou la chaleur pompée par le réfrigérateur, un critère important est l'efficacité de la machine. Et lorsque l'on parle d'efficacité on évalue plus souvent l'efficacité relative, i.e. comparée à celle de Carnot. Cette dernière représente l'efficacité maximale qu'une machine puisse atteindre. Elle est définie grâce aux première et seconde lois de la thermodynamique à partir des températures chaude T_C et froide T_F des deux sources de chaleur.

Dans le cas d'un moteur l'efficacité de Carnot est la suivante :

$$\eta = \frac{T_C - T_F}{T_C} \quad (1.5)$$

De manière analogue, l'efficacité de Carnot relative à un réfrigérateur (aussi appelé Coefficient de Performance, i.e. COP froid) est :

$$COP = \frac{T_F}{T_C - T_F} \quad (1.6)$$

Pour les machines thermoacoustiques, l'efficacité dépasse et même atteint rarement la valeur de 40% de l'efficacité de Carnot. Néanmoins avec les progrès récents réalisés dans le domaine de la thermoacoustique, de plus en plus de chercheurs espèrent atteindre des rendements bien meilleurs. Le projet

THATEA évalue entre autres la faisabilité des applications thermoacoustiques à atteindre de tels rendements/efficacités.

Les premières machines que nous allons aborder ont été développées par Steven Garrett et ses collègues de l'Université de Penn State : le congélateur Ben & Jerry's (mentionné dans l'introduction générale de ce mémoire) et le Space ThermoAcoustic Refrigerator (i.e. le STAR, visible sur la

FIGURE 1-9). Capable d'atteindre 119W à $-24,6^{\circ}\text{C}$, le premier a une efficacité de 19% de l'efficacité de Carnot. Quant au second, plus ancien, il est capable d'atteindre plus de 16% de l'efficacité de Carnot. Son design a été inspiré des travaux de T. Hofler lors de sa thèse [15]. Il a par la suite été embarqué sur la navette Discovery qui a décollé le 22 janvier 1992. Dans les deux cas précédents l'onde acoustique est générée par un piston. La présence de pièces mobiles a l'inconvénient de limiter la fiabilité des machines provoqué par l'usure possible des pièces.

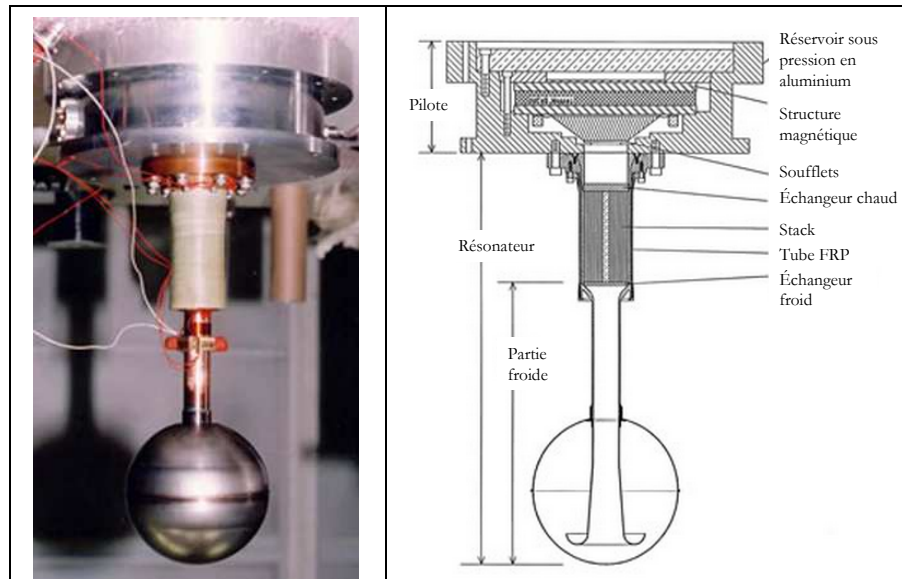


FIGURE 1-9 - Photographie et schéma du Space ThermoAcoustic System.

Alors que les deux précédentes machines sont des machines thermoacoustiques à ondes stationnaires, le prototype suivant fonctionne grâce l'utilisation d'une boucle permettant de générer des ondes progressives. Présentée sur la FIGURE 1-10 et la FIGURE 1-11, cette machine thermoacoustique de Stirling a été imaginée et conçue par Swift et Backhaus [36]. Elle permet de générer une puissance acoustique importante de plus de 700 W. Elle est

constituée d'un long résonateur quart d'onde connecté à une boucle dans laquelle est placé un régénérateur. Au travers de cette boucle on peut obtenir une onde à caractère progressif. Cette machine fonctionne sous une pression de 30 bars à l'hélium. Son rendement est de 30 %, soit 42% de l'efficacité de Carnot !

Considérée comme une référence dans le domaine de la thermoacoustique, cette machine a depuis lors suscité nombre de travaux d'optimisation et plusieurs machines de ce type ont été mises au point par le monde.

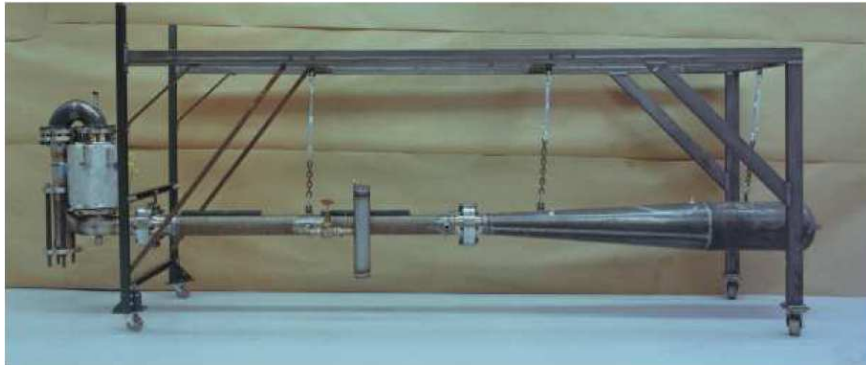


FIGURE 1-10 - Photographie du "ThermoAcoustic Stirling Heat Engine".

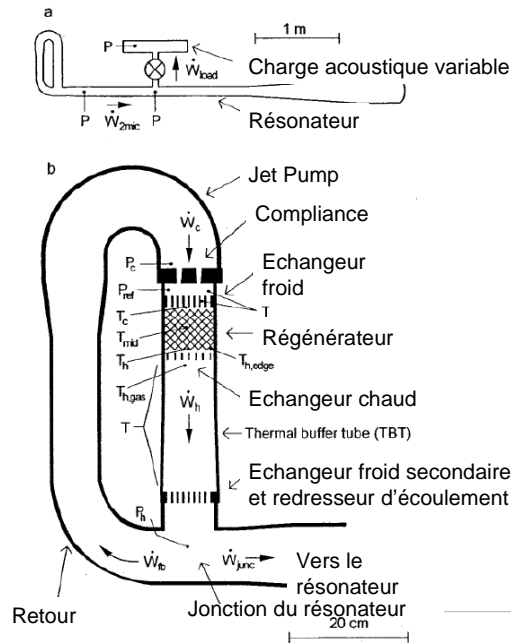


FIGURE 1-11 - Représentation schématique de la boucle du "ThermoAcoustic Stirling Heat Engine".

Dans le cadre du projet européen THATEA, ce réfrigérateur (voir FIGURE 1-12) a été élaboré pour fournir une puissance de 600W à une température de 233K et une efficacité de 40% du rendement de Carnot. Il est basé sur la même géométrie que le moteur de Swift et Backhaus. Ce réfrigérateur est associé à un moteur thermoacoustique utilisé pour générer l'onde sonore. Il n'y a donc pas de pièces mobiles et le rendement est amélioré.

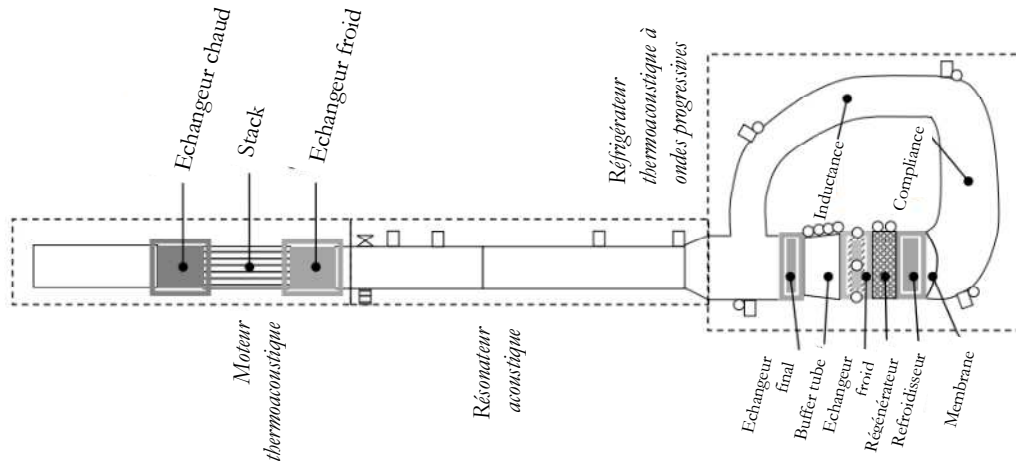


FIGURE 1-12 - Schéma d'un réfrigérateur thermoacoustique à ondes progressives développé dans le cadre du projet européen THATEA [37].

Dans chacun des cas, des précautions particulières sont prises afin de limiter au maximum voire éviter les effets indésirables susceptibles d'apparaître dans ce type de machine et détériorer ses performances. Ces effets qui apparaissent généralement sous la forme de streaming, des écoulements moyens qui se superposent à l'écoulement oscillant, ont diverses origines. Il convient donc de trouver une parade à chacune des parties de la géométrie des machines pouvant générer ces types d'écoulements. Ainsi pour le cas précédent, les auteurs, confrontés à l'apparition de streaming de Gedeon et de Rayleigh ainsi qu'à des streaming de jets ont procédé à divers aménagements au sein de leur machine améliorant ses performances. Par exemple, la membrane flexible présente après le refroidisseur sert à supprimer le streaming de Gedeon induit par l'onde acoustique à l'intérieur de la boucle de résonateur. Dans la partie rectiligne du système, une partie conique avec un angle de $5,2^\circ$ a été insérée (le buffer tube) afin d'éviter au maximum la formation de streaming de Rayleigh. Enfin ils utilisent des rectificateurs d'écoulement sous la forme d'écran de cuivre de chaque côté du buffer tube pour limiter les effets de jets. Pour plus de renseignements sur les moyens de suppression de streaming et leur efficacité, les travaux suivants pourront être consultés : [5] [38] [39] [40].

1.5 Conclusions sur les machines thermoacoustiques

A l'issue de ce chapitre, on peut raisonnablement conclure que l'attractivité de ces machines est évidente. Ces machines présentent en effet des avantages indéniables. Par exemple le faible encombrement à l'intérieur des résonateurs et la minimisation du nombre de parties mobiles permet d'éviter les inconvénients liés à l'entretien et la maintenance des machines. Par ailleurs les gaz utilisés ne sont pas nocifs pour l'environnement (effet de serre et couche d'ozone). C'est tout particulièrement le cas pour les réfrigérateurs thermoacoustiques, qui contrairement aux machines frigorifiques traditionnelles n'utilisent pas de chlorofluorocarbones, dits CFC, les gaz réfrigérants habituels. Quant aux différentes machines existantes, elles atteignent des performances déjà raisonnables.

Il est à noter que dans les moteurs thermoacoustiques, les amplitudes de pression sont importantes pouvant créer des dommages auditifs si nos oreilles étaient soumises à de telles variations. Heureusement pour nous les ondes sonores des machines thermoacoustiques restent confinées à l'intérieur du résonateur et ces systèmes sont finalement relativement silencieux. D'ailleurs il serait impossible de créer des sons aussi importants dans des conditions normales de pression et de température. On parvient à ces niveaux en plaçant le gaz sous des niveaux de pression élevés (pouvant atteindre 50 bars) ce qui améliore ainsi la puissance acoustique générée des machines.

Il n'était pas dans l'objectif de ce chapitre d'entrer dans les détails mathématiques du phénomène thermoacoustique. Cette courte présentation de la thermoacoustique a en fait permis d'établir la base de connaissance nécessaire à la suite de cette étude. Ainsi on comprendra mieux l'intérêt de l'étude des phénomènes non linéaires en thermoacoustique, objet du chapitre 2, nuisibles au bon fonctionnement des systèmes.

C hapitre 2

Les phénomènes non linéaires de la thermoacoustique

Un des objectifs de la thermoacoustique est d'améliorer la compréhension fondamentale des effets non-linéaires et notamment de déterminer les contributions respectives des différents phénomènes entraînant des pertes au sein des résonateurs thermoacoustiques (pertes thermiques, pertes de charges, etc.). De ce fait, ce chapitre a pour objectif de présenter de manière non exhaustive les phénomènes thermiques, fluidiques et acoustiques non linéaires susceptibles d'apparaître lors de l'utilisation des systèmes thermoacoustiques à de forts niveaux de puissance. Ces phénomènes entraînent des limitations dans les performances énergétiques des machines. On s'attardera en particulier sur le cas du streaming de Rayleigh, lequel est l'objet principal de notre étude expérimentale. Auparavant une description des équations linéaires de la thermoacoustique et leurs limites lors de propagation acoustique à niveau élevé sera présentée. Enfin nous proposerons un état de l'art en matière de mesures des non linéarités en acoustique et thermoacoustique.

2.1 Théorie linéaire de la thermoacoustique

L'acoustique est une science relativement ancienne puisque ses premiers développements datent de l'antiquité. Aristote (384-322 av. J-C) fut en effet le premier à en donner une définition. Plus spécifiquement, il définit le son comme une série de contraction et d'expansion de l'air produite par deux corps se heurtant et propulsant violemment l'air situé entre eux [41]. Mais plus récemment c'est Lord Rayleigh en 1877, qui en combinant le fruit de son

considérable travail dans le domaine avec le savoir jusque là existant publia « The Theory of Sound » [9] qui est considéré comme marquant le début de l'acoustique moderne. Une grande partie de l'œuvre de Rayleigh est d'ailleurs toujours citée dans la physique contemporaine.

La propagation d'une onde sonore dans un fluide s'accompagne généralement d'une variation de la pression, de la masse volumique et de la vitesse des particules de fluide. La plupart du temps ces variations sont supposées de faibles amplitudes permettant ainsi la simplification des équations de la mécanique des fluides. Les termes d'écart sont alors considérés comme des termes perturbatifs :

$$\frac{|p_a|}{|p_0|} \ll 1 \quad (2.1)$$

$$\frac{\rho_a}{\rho_0} \ll 1 \quad (2.2)$$

Avec p_a : variation de la pression autour de sa valeur moyenne due à la propagation de l'onde sonore, aussi appelée pression acoustique ou surpression

p_0 : pression moyenne

ρ_a : variation de la masse volumique autour de sa valeur moyenne due à la propagation de l'onde sonore

ρ_0 : masse volumique moyenne

C'est sur cette approximation acoustique qu'est basée la théorie de l'acoustique linéaire, théorie qu'utilisera Rott au début des années 1980 pour établir la base de la thermoacoustique.

2.1.1 Equations de la thermoacoustique

Au cours de cette partie nous allons tracer les grandes lignes de la théorie linéaire de la thermoacoustique développé par Rott. Le formalisme adopté est celui utilisé par Swift [5].

2.1.1.1 Les équations fondamentales

Les équations fondamentales auxquelles l'écoulement thermoacoustique oscillant obéit et les équations régissant les échanges fluide-paroi sont introduites ci-après. Ces équations fondamentales se résument à l'équation de la conservation de la masse, l'équation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes), l'équation de propagation de la chaleur et l'équation d'état du gaz.

Les variables acoustiques et thermodynamiques en usage sont la pression p , la vitesse particulaire \vec{u} , la masse volumique ρ , la température T et l'entropie S . Les équations s'écrivent respectivement [42][43] :

Equation de conservation de la masse

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

Equation de la quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \left(\varepsilon + \frac{\mu}{3} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (2.4)$$

où μ et ε désignent respectivement les coefficients de viscosité dynamique et de viscosité de volume.

Equation de la propagation de la chaleur

$$\rho T \left[\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S \right] = \kappa \Delta T + O_2(\vec{u}) \quad (2.5)$$

Le terme $O_2(\vec{u})$ est un terme quadratique en vitesse. Il représente la transformation d'énergie cinétique en chaleur.

Equation d'état du fluide

L'état du gaz peut être décrit par deux variables thermodynamiques indépendantes à partir desquelles les autres variables thermodynamiques peuvent être exprimées. Ainsi, il est possible d'exprimer les différentielles totales exactes des variables S et p en fonction des variables P et T :

$$dS = \frac{C_p}{T} dT - \frac{\beta}{\rho} dP \quad (2.6)$$

$$d\rho = -\rho\beta dT + \rho\chi_i dP \quad (2.7)$$

où C_p désigne la chaleur spécifique massique à pression constante, β le coefficient de dilatation isobare, et χ_i désigne le coefficient de compressibilité isotherme.

2.1.1.2 Hypothèses simplificatrices

Dans le cadre de l'acoustique linéaire chaque grandeur physique s'écrit en une somme d'un champ moyen et d'un terme de fluctuation supposé petit devant la moyenne. Les champs \vec{u}_a , p_a , ρ_a et T_a , relatifs à l'oscillation acoustique sont a priori considérés comme des infiniment petits de même ordre. L'ordre 0 correspond à l'état au repos. Ainsi les termes de vitesse, de pression, de masse volumique et de température s'exprimeront comme suit (fonction de la position en un point G et du temps t) [5] :

$$\vec{u}(G,t) = \overrightarrow{u_0(G)} + \overrightarrow{u_a(G,t)} \quad (2.8)$$

$$p(G,t) = p_0 + p_a(G,t) \quad (2.9)$$

$$\rho(G,t) = \rho_0(G) + \rho_a(G,t) \quad (2.10)$$

$$T(G,t) = T_0(G) + T_a(G,t) \quad (2.11)$$

$$S(G,t) = S_0(G) + S_a(G,t) \quad (2.12)$$

Les variables acoustiques (indice a) oscillent à la pulsation ω de l'onde. Par conséquent, en notation complexe ces grandeurs s'écrivent sous la forme :

$$\zeta_a(G,t) = \Re(\zeta_a(G,t)e^{j\omega t}) \quad (2.13)$$

Afin de linéariser les équations précédemment établies, nous nous plaçons maintenant dans le cas d'une propagation d'onde stationnaire entre deux plaques planes parallèles de longueur L, de largeur l et espacées de $2y_0$ ($y=\pm y_0$). Le problème est alors 2D avec u_x et u_y les composantes axiales et radiales du champ de vitesse. On considère alors les hypothèses simplificatrices suivantes :

- la conduction dans le solide est négligée,
- la vitesse d'entraînement des particules de gaz $\overrightarrow{u_0}$ est nulle. Par conséquent à l'ordre 0 le gaz est au repos,
- l'onde acoustique bidimensionnelle de longueur d'onde λ se propage de manière laminaire selon la direction longitudinale x dans un résonateur fermé de section S et de longueur Λ
- on admet que la longueur L est très petite devant la longueur d'onde acoustique : les amplitudes des oscillations sont quasiment uniformes le long des plaques
- la longueur d'onde λ est très grande devant les épaisseurs des couches limites visqueuses et thermiques,

- la température ne dépend que de la longueur axiale x et en l'absence d'oscillations, le solide et le gaz ont la même température locale.

Il en résulte que les champs de vitesse, de pression, de masse volumique, de température et d'entropie s'expriment comme suit :

$$\vec{u}(x, y, t) = u_{ax}(x, y)e^{j\omega t}\vec{e}_x + u_{ay}(x, y)e^{j\omega t}\vec{e}_y \quad (2.14)$$

$$p(x, t) = p_0 + p_a(x)e^{j\omega t} \quad (2.15)$$

$$\rho(x, y, t) = \rho_0(x) + \rho_a(x, y)e^{j\omega t} \quad (2.16)$$

$$T(x, y, t) = T_0(x) + T_a(x, y)e^{j\omega t} \quad (2.17)$$

$$S(x, y, t) = S_0(x) + S_a(x, y)e^{j\omega t} \quad (2.18)$$

En prenant en compte les hypothèses et simplifications précédentes, l'équation de Navier-Stokes projeté sur la coordonnée x devient :

$$-j\omega\rho_0 u_a(x, \vec{e}_y) = -\frac{\partial p_a}{\partial x} + \mu \nabla^2 u_a(x, \vec{e}_y) + \left(\varepsilon + \frac{\mu}{3}\right) \frac{\partial}{\partial x} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_a(x, \vec{e}_y)) \quad (2.19)$$

où \vec{e}_y est utilisé pour désigner le vecteur unitaire dans la direction transversale.

Puis en supposant que la composante transverse de la vitesse particulaire est faible devant sa composante axiale mais que ses variations sont plus importantes dans la direction transverse (approximation de la couche limite dans un stack), on peut alors réécrire l'équation 2.19 de la manière suivante :

$$-j\omega\rho_0 u_{ax} = -\frac{\partial p_a}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u_{ax}}{\partial y^2} \quad (2.20)$$

De même, les expressions des équations des champs de température et de pression peuvent être établies. L'écart instantané de température dans le fluide est solution de l'équation 2.21 :

$$\kappa \frac{\partial^2 T_a}{\partial y^2} - \rho_0 j\omega C_p T_a = -T_0 \beta j\omega p_a + u_{ax} \rho_0 C_p \frac{\partial T_0}{\partial x} \quad (2.21)$$

Quant à l'équation 2.22, elle décrit la propagation de la pression acoustique entre les deux plaques :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(1 + \frac{(\gamma-1)f_\kappa}{1+\epsilon_s}\right) p_a - \beta \frac{f_\kappa - f_v}{(1-\text{Pr})(1+\epsilon_s)} \frac{\partial T_0}{\partial x} \frac{\partial p_a}{\partial x} \\ & + \rho_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1-f_v}{\rho_0} \frac{\partial p_a}{\partial x} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

où les fonctions f_v et f_κ , respectivement relatives aux propriétés visqueuses et thermiques du fluide sont :

$$f_v = \frac{\tanh\left[\frac{(1+j)y_0}{\delta_v}\right]}{\frac{(1+j)y_0}{\delta_v}} \quad (2.23)$$

$$f_\kappa = \frac{\tanh\left[\frac{(1+j)y_0}{\delta_\kappa}\right]}{\frac{(1+j)y_0}{\delta_\kappa}} \quad (2.24)$$

Les équations 2.20, 2.21 et 2.22 permettent d'aboutir à l'expression des trois grandeurs caractéristiques de la thermoacoustique décrivant correctement les phénomènes se déroulant au sein de machines thermoacoustique à faible niveau. Ce n'est pas notre intention que de détailler la résolution de ces équations. On pourra se référer aux travaux de [44][22][5] pour des compléments d'information. Cependant nous allons voir que ce modèle entraîne une perte d'information car lors de l'excitation d'un guide d'onde à des niveaux acoustiques élevés, plusieurs phénomènes apparaissent et sont inexpliqués par la théorie linéaire de la thermoacoustique.

2.1.2 Limitations du modèle analytique

Nous avons vu que les fonctions caractéristiques régissant la propagation de l'onde sont définies comme la somme d'un terme constant (caractérisant les propriétés à l'équilibre) et d'un terme du premier ordre (caractérisant les perturbations). Cette hypothèse de l'acoustique linéaire est parfaitement admissible pour les sons de la vie courante, même d'intensité élevée. Ainsi un moteur d'avion rayonnant un bruit de 150dB (ce qui se trouve être au dessus du seuil de douleur de notre oreille) produit une surpression p_1 de 630 Pa par rapport à la pression atmosphérique p_0 de 101315 Pa et a une puissance acoustique de « seulement » 700 W.

Cependant cette hypothèse reste restrictive car dans un certain nombre de situations, en particulier en thermoacoustique, cette hypothèse de linéarité n'est plus satisfaite, soit parce que l'amplitude et/ou la fréquence de l'onde est trop

élevée, soit parce que l'onde se propage à suffisamment grande distance, soit parce que la réponse du milieu est non linéaire, etc. Ce type de comportement peut se produire dans tous les milieux fluides (air, eau...) ou solides (métaux...). On peut citer :

- l'apparition d'ondes de choc dans la propagation acoustique résultant de modifications brutales et importantes de vitesse, pression et température,
- la cavitation acoustique liée aux variations de densité d'un liquide soumis à une onde acoustique [5],
- l'apparition d'harmoniques aux amplitudes comparables à celle de la fondamentale,
- la transition de l'écoulement à la turbulence,
- les phénomènes de vents acoustiques ou « streaming » : un écoulement moyen quasi stationnaire créé par une onde sonore de forte amplitude dans des guides d'onde et qui se superpose à l'onde principale.

Mais ce ne sont là que des exemples, le champ d'application de l'acoustique non linéaire étant très vaste (sonar, détection sismique, etc.). Dans tous ces cas un traitement non linéaire des équations de l'acoustique est nécessaire car alors les effets d'ordre supérieur à 1 ne peuvent plus être négligés du fait de perturbations trop importantes en pression ou en vitesse.

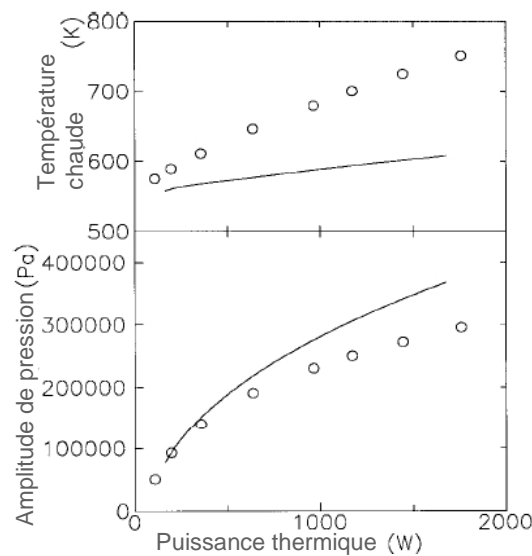


FIGURE 2-1 - *Amplitude de pression et température fonction de la quantité de chaleur fournie au moteur à ondes stationnaires. Les points représentent des résultats de mesures et les lignes continues indiquent les résultats obtenus à partir d'un logiciel de simulation thermoacoustique basé sur la théorie linéaire de Rott, DeltaEC [5].*

Ainsi, en thermoacoustique, les prédictions, données par la théorie développée par Rott, correspondront au fonctionnement réel des machines, mais seulement pour de faibles niveaux acoustiques. Malheureusement ce régime n'est généralement pas celui auquel les machines fonctionnent et est en réalité bien supérieur. Pour des niveaux acoustiques élevés, des différences de l'ordre de 20% sur les amplitudes de pression peuvent apparaître. La FIGURE 2-1 illustre cette problématique [5].

2.1.3 Méthode de traitement des non linéarités

Pour traiter ces non linéarités, l'écriture des équations fondamentales à l'ordre supérieur (ordre 2) est la solution adoptée. Pour cela il convient de décomposer les grandeurs caractéristiques de l'oscillation thermoacoustique en y ajoutant la composante d'ordre 2. Ainsi la vitesse, la pression, la masse volumique et la température pourront être décrites de la sorte :

$$\vec{u}(G,t) = \overrightarrow{u_{a1}(G,t)} + \overrightarrow{u_{a2}(G,t)} \quad (2.25)$$

$$p(G,t) = p_0 + p_{a1}(G,t) + p_{a2}(G,t) \quad (2.26)$$

$$\rho(G,t) = \rho_0(G) + \rho_{a1}(G,t) + \rho_{a2}(G,t) \quad (2.27)$$

$$T(G,t) = T_0(G) + T_{a1}(G,t) + T_{a2}(G,t) \quad (2.28)$$

Chaque grandeur est définie par un terme caractérisant son état au repos (en dehors d'un champ acoustique) et deux autres liés à l'oscillation acoustique. L'ordre 1 caractérise la composante linéaire et l'ordre 2 est lié à la perturbation non linéaire.

Les équations précédemment décrites (équations 2.18, 2.19, 2.20), sont ensuite établies au second ordre grâce aux développements de Taylor autour de l'état au repos. Puis pour obtenir les champs du vent acoustique les équations de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont utilisées sous leur forme « moyennée », c'est-à-dire qu'on effectue la moyenne temporelle des équations sur une période acoustique. Cela permet de s'affranchir de la composante oscillante pour travailler uniquement sur l'écoulement moyen qui représente le streaming acoustique. Quelques solutions représentant le champ de streaming dans diverses configurations seront présentées plus loin dans cette partie lorsque nous aborderons de manière plus approfondie le cas du vent acoustique de Rayleigh.

Par ailleurs un traitement des équations fondamentales de manière adimensionnée permettra de mettre en exergue les nombres sans dimension caractéristiques du système sur lesquels nous pouvons nous appuyer pour hiérarchiser les phénomènes non linéaires.

2.2 Les non linéarités en thermoacoustique

Lors de l'excitation d'un guide d'ondes à des niveaux acoustiques importants, plusieurs phénomènes (inexpliqués par l'acoustique linéaire) sont observables. L'objet de cette partie est de détailler quelques uns de ces phénomènes susceptibles d'apparaître dans notre configuration d'expérience. Auparavant une présentation non exhaustive des nombres sans dimension utiles à l'analyse de ces non linéarités est faite.

2.2.1 Outils d'analyse du comportement non linéaire : les nombres sans dimension

Lorsque l'on cherche à définir une échelle de vitesse, en particulier en acoustique, le nombre sans dimension caractéristique est le nombre de Mach. Il est lié à l'approximation de l'acoustique linéaire. En effet nous rappelons que cette approximation se base son hypothèse que la vitesse acoustique est très petite devant la vitesse du son. Le nombre de Mach étant défini comme suit :

$$M = \frac{U_a}{c} = \frac{U_a}{\sqrt{\gamma \mathcal{R}_s T_0}} \approx \frac{|p_a|}{p_0} \quad (2.29)$$

où U_a est défini tel que (pour une onde stationnaire) :

$$u_a = U_a \sin(kx) \cos(\omega t) \quad (2.30)$$

il en découle que cette approximation est valable pour des nombre de Mach très petits devant l'unité. Pour $M \sim 1$, cette hypothèse n'est plus valable car les non linéarités sont trop présentes. Les termes visqueux deviennent alors importants, notamment près des parois, créant alors de la turbulence. Dans le cas d'une onde se déplaçant au sein d'un résonateur, cela résulte par l'augmentation de l'amplitude de l'onde acoustique et l'apparition d'instabilités. Ces dernières peuvent aller jusqu'à perturber le streaming acoustique au sein du résonateur [45][46][47]. L'acoustique est « fortement non linéaire ». Pour autant, il est important de souligner, que le cas de l'acoustique non linéaire n'est pas forcément synonyme d'un nombre de Mach proche de 1. En effet, dans la catégorie que l'on appelle « acoustique faiblement non linéaire », même avec des nombres de Mach largement inférieurs à 1, il est possible d'observer des phénomènes non linéaires parfois même conséquents résultant d'une accumulation au cours du temps. Dans nos configurations expérimentales, la valeur du nombre de Mach est de l'ordre de 10^{-2} . A priori nous sommes dans la catégorie de l'acoustique faiblement non linéaire.

Le second nombre sans dimension introduit est le nombre de Reynolds largement utilisé dans les cas classiques d'un écoulement dans un tube. Puis

suivant que l'on s'intéresse aux effets dans les couches limites ou dans le corps du fluide, le nombre de Reynolds prendra plusieurs formes.

Menguy et Gilbert [48] utilisent le nombre de Reynolds acoustique.

$$\text{Re}_a = \frac{\rho_0 c^2}{\mu \omega} \quad (2.31)$$

Il compare la longueur d'onde et la couche limite visqueuse. Ils basent leur analyse dimensionnelle, qui est destinée à l'établissement des équations du streaming, sur l'existence, entre autres, de ce nombre tel que $\frac{1}{\text{Re}_a} \ll 1$. Le fluide est faiblement dissipatif.

Quant à la non-linéarité des phénomènes, elle est jugée selon la valeur du Nombre de Reynolds « non linéaire » défini aussi par [48] :

$$\text{Re}_{NL} = \left(\frac{U_a}{c} \right)^2 \left(\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} r \right)^2 \quad (2.32)$$

où

$$d_h = 4 \frac{S}{P} = 2 r_h \quad (2.33)$$

est le diamètre hydraulique du canal, et

$$\delta_v = \sqrt{2\mu / \omega \rho_0} \quad (2.34)$$

est l'épaisseur de la couche limite visqueuse.

Ce nombre est en fait défini comme le rapport au carré du nombre de Mach sur le nombre de cisaillement Sh (équation 2.36). Ce dernier souligne l'importance des effets visqueux dans le résonateur. Le nombre de Reynolds non linéaire correspond donc au rapport des termes advectif et visqueux.

$$\text{Re}_{NL} = \frac{M^2}{Sh^2} \quad (2.35)$$

$$Sh = \frac{\delta_v}{R} \quad (2.36)$$

Le nombre de Reynolds non linéaire est relatif à l'inertie du fluide dans la zone de streaming. Il contrôle l'effet hydrodynamique. Lorsque l'inertie devient

plus importante que les effets visqueux, il peut en résulter une déformation des cellules de streaming. On considère alors que si $\text{Re}_{NL} > 1$ le phénomène de streaming est fort (ou rapide). Dans le cas contraire où $\text{Re}_{NL} \ll 1$, le phénomène de streaming est faible (ou lent).

Il est intéressant de noter que si l'on écrit le nombre de Reynolds non linéaire sous la forme qui suit, on remarque que le streaming est plus susceptible de se produire dans de larges conduits avec de faibles valeurs de la pression moyenne.

$$\text{Re}_{NL} = \left(\frac{|p_a|}{c}\right)^2 \left(\frac{d_h^2 \omega}{8 \rho_0 \mu}\right) \quad (2.37)$$

En 1975, Merkli et Thomann [49] utilisèrent un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite visqueuse pour caractériser l'apparition de turbulence dans le résonateur. Ils mirent en évidence la formation de tourbillons persistants dans la couche limite puis se développant le long de la paroi d'un tube résonant fermé à ses extrémités alors que l'écoulement était laminaire. En utilisant la disparition des tourbillons comme transition à la turbulence, ils ont trouvé une valeur du nombre de Reynolds Re_{δ_v} proche de 293. Bien que dans la littérature cette transition peut être obtenue pour Re_{δ_v} proche de 500, c'est sur cette valeur que sera basée l'étude de la transition à la turbulence présentée dans l'Annexe D. Les conclusions montrent d'ailleurs que le même régime, décrit par Merkli et Thomann a été observé dans notre configuration pour un Reynolds du même ordre de grandeur.

Cette limite n'est néanmoins pas triviale et la zone de transition peut être plus ou moins grande. En effet, dans un résonateur, les vitesses sont plus ou moins importantes suivant que l'on se trouve à un nœud de vitesse ou un ventre de vitesse, région plus susceptible de devenir turbulente.

Ce nombre est défini par :

$$\text{Re}_{\delta_v} = \frac{\delta_v u_{\max}}{\nu} = \frac{\delta_v U_a}{\nu} \quad (2.38)$$

L'étude de la transition à la turbulence dans un guide d'onde s'accompagne de l'exploitation d'un second nombre sans dimension, bâti sur la fréquence de l'onde. Fishler et Brodkey [50] utilisent le paramètre de fréquence α . Souvent le nombre de Womersley (2.33) est utilisé [51].

$$\alpha = R \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \quad (2.39)$$

$$W_o = \frac{R\sqrt{2}}{\delta_v} \quad (2.40)$$

Pour finir, nous présentons le « drive ratio », défini comme le rapport de l'amplitude maximale de pression acoustique sur la pression moyenne. Ce rapport est très couramment utilisé en thermoacoustique car il sert à « caractériser » le taux de non linéarité au sein de la machine thermoacoustique.

$$Dr = \frac{|p_a|}{p_0} \quad (2.41)$$

Typiquement, ce taux est compris entre 2% et 6% pour une machine thermoacoustique classique.

2.2.2 Non linéarité du signal et harmoniques

En acoustique, l'un des phénomènes non linéaires le plus susceptible d'apparaître est celui lié à la propagation. La propagation non linéaire d'une onde peut entraîner un transfert d'énergie acoustique vers les harmoniques supérieurs se traduisant par une déformation du signal acoustique. D'un signal sinusoïdal, on obtient un signal semblable à celui représenté sur la FIGURE 2-2. Cette déformation, lorsqu'extrême, peut même entraîner la formation d'une onde de choc au sein du résonateur.

Typiquement les moteurs thermoacoustiques sont conçus pour fonctionner de manière optimale à la fréquence fondamentale. Mais il est difficile d'empêcher la présence d'harmoniques supérieurs qui utilisent une partie de l'énergie totale disponible au détriment de la fréquence de base (phénomène de cascades de l'énergie acoustique). Et le transfert de l'énergie à des harmoniques supérieurs représente une perte non négligeable au sein des machines thermoacoustiques.

En pratique, dans les systèmes thermoacoustiques, les ondes stationnaires ayant des amplitudes de pression acoustique de l'ordre de 1% à 10% de l'amplitude de la pression ambiante sont communes. A titre d'exemple, dans un système thermoacoustique fermé, développé dans [52], l'amplitude du premier harmonique de vitesse peut atteindre jusqu'à 27% de l'amplitude du fondamental, et 9% pour les signaux de pression. Gaitan et Atchley [53] ont estimé que dans un résonateur d'ondes stationnaires la quantité d'énergie transmise aux harmoniques supérieurs pouvait atteindre 1/5 de la quantité d'énergie délivrée au mode fondamental. Ils montrèrent également qu'en faisant varier le diamètre de la

section¹ (i.e. utiliser un résonateur inharmonique), cela réduisait de manière significative la dispersion d'énergie vers les harmoniques supérieurs.

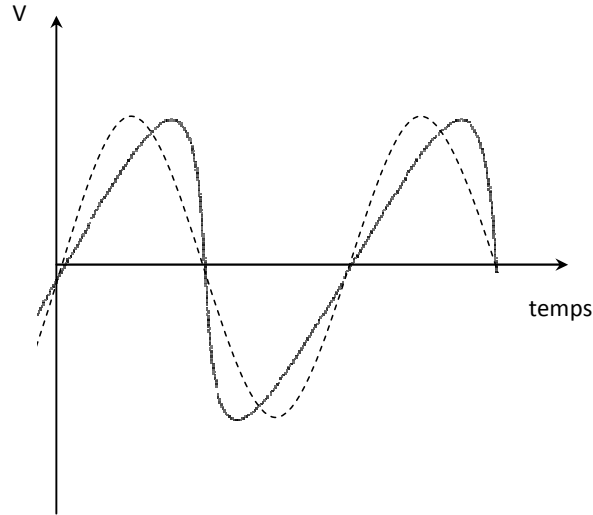


FIGURE 2-2 - *Exemple de la déformation d'une onde. La vitesse est tracée en fonction du temps. Le signal sinusoïdal est en pointillé, le signal déformé est représenté par le trait continu.*

En thermoacoustique, il est essentiel d'éviter la formation des harmoniques supérieurs puisque dans ce cas, il y a dégradation du facteur de qualité, mais aussi perte du positionnement optimal du stack-régénérateur car les nœuds de vitesses sont situés différemment selon les fréquences. Il faut en effet souligner que la position du stack dans le résonateur, ainsi que la valeur du gradient thermique critique (valeur de déclenchement de l'amplification thermoacoustique) ne sont pas les mêmes pour le fondamental et les harmoniques. On cherchera donc à diminuer le facteur de qualité du résonateur pour les fréquences correspondant aux harmoniques. Cela est possible en augmentant le rayon hydraulique du résonateur ou en diminuant l'épaisseur de couche limite visqueuse par exemple (voir équation 1.4).

2.2.3 Transition à la turbulence dans les écoulements oscillants

Dans la partie 2.2.1, nous avons vu que le nombre de Mach de l'écoulement est utilisé pour déterminer dans quel régime nous nous situons (faiblement ou fortement non linéaire). Généralement cela signifie respectivement

¹ En créant ponctuellement un rétrécissement ou un élargissement de section.

l'absence ou la présence de turbulence. Néanmoins cette frontière n'est pas clairement définie et il arrive que même lorsque le nombre de Mach est inférieur 1, de la turbulence apparaisse au sein du résonateur. Les termes visqueux sont alors importants et sont à l'origine de divers phénomènes, ce qui génère la turbulence.

Afin de caractériser plus justement le régime d'écoulement, et particulièrement la transition à la turbulence, c'est-à-dire le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent, on peut représenter les différents régimes à l'aide d'un diagramme de stabilité illustrée sur la FIGURE 2-3. Il représente de manière approximative les différents régimes d'écoulement en fonction d'un paramètre d'amplitude caractérisant l'écoulement oscillant et d'un paramètre de fréquence : le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du résonateur et le nombre de Womersley.

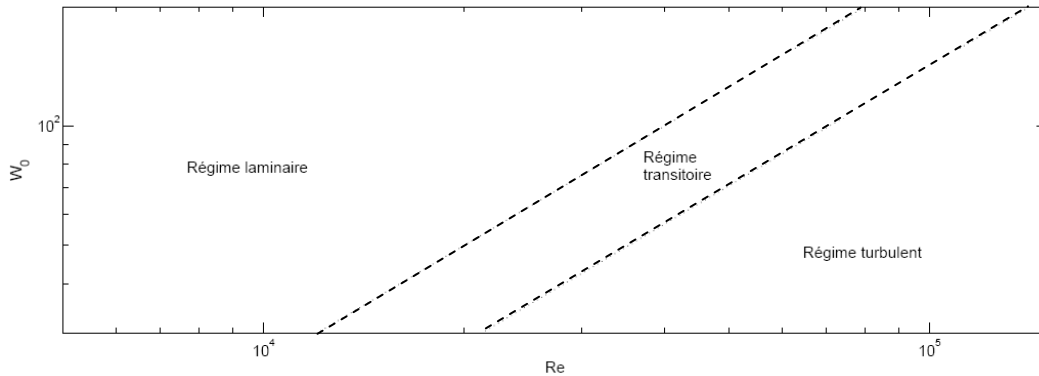


FIGURE 2-3. *Diagramme de stabilité des différents régimes d'écoulement* [51].

Nous insistons sur le fait que ces limites, pas clairement situées, sont avant tout approximatives. Les différents auteurs à l'origine du développement sur la transition à la turbulence [45][50][51][54] basent leurs résultats sur des mesures qu'ils ont effectuées dans des résonateurs au moyen d'anémomètre à fil chaud, de PIV ou de VLD et chaque méthode apporte son lot d'incertitudes.

Par ailleurs, alors que les régimes laminaires et turbulents sont assez explicites, le régime transitoire correspond à un régime peu clairement défini où plusieurs phénomènes sont susceptibles d'avoir lieu. Merkli et Thomann[49], souvent cités lorsque l'on adresse un problème de transition à la turbulence mirent en évidence par visualisation la formation de tourbillons persistants superposés à l'écoulement laminaire, le long de la paroi d'un tube fermé à ses extrémités, et résonant à des fréquences audibles. Ces bouffées turbulentes disparaissant pour une valeur du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche limite visqueuse de 293, ils conclurent que cette valeur caractérisait la transition à la turbulence. Fishler et Brodkey [50] observèrent eux aussi des

structures similaires pour des régimes d'écoulement oscillatoire transitoire et turbulent. En outre bien qu'apparaissant de manière aléatoire, l'émergence de ces structures a eu lieu uniquement pendant les phases de décélération. Utilisant ces structures comme mesure du degré de turbulence, les auteurs ont constaté que la turbulence diminuait avec le paramètre de fréquence α (équation 2.39) et augmentait avec le paramètre d'amplitude (ici, le nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale et le diamètre). Ils précisent tout de même que ces structures, bien que similaires ne sont pas celles observées par Merkli et Thomann car évoluant avec la turbulence.

Néanmoins les auteurs des deux études précédemment citées semblent avoir observé ce qui est défini comme le régime turbulent discontinu, d'après une répartition effectuée par Hino et al. [55]. Ce régime est susceptible d'apparaître au cours de nos manipulations puisque les conditions de travail choisies sont d'une part telles que la transition à la turbulence soit étudiée et d'autre part similaires à celles fixées par Merkli et Thomann. Dans leur classement Hino et al. font apparaître cinq régimes successifs : régime laminaire, régime laminaire perturbé, régime légèrement turbulent, régime turbulent discontinu et régime turbulent. C'est en se basant sur les formes prises par l'onde acoustique se propageant dans un résonateur qu'ils ont pu établir cette répartition. L'ensemble de leurs observations s'appuie en outre sur des résultats issus de précédentes études.

Suite à cela il semble logique de conclure que la turbulence peut donc être amenée à perturber le streaming. Dans certains cas la turbulence déforme et modifie la structure symétrique du streaming (observé par [48]). Dans d'autres cas, les tourbillons turbulents viennent altérer l'écoulement en proche paroi, créant des perturbations sur les structures tourbillonnaires de Rayleigh.

2.2.4 Introduction sur les divers phénomènes de « streaming »

Un facteur important de la perte d'efficacité des machines thermoacoustiques est dû à l'existence de phénomènes de « streaming » au sein du circuit acoustique de la machine, c'est-à-dire à l'existence d'écoulements moyens locaux ou globaux permanents dans des fluides à dominante oscillatoire. Dans la littérature il est fait référence à de nombreux phénomènes de streaming différents dont les premières observations semblent avoir été faites par Faraday en 1831 [56]. En effet, suivant la géométrie et les conditions à l'intérieur des résonateurs thermoacoustiques les streaming susceptibles d'apparaître seront différents. Ces écoulements sont dus soit :

- à des zones de recirculation du fluide (vortex) derrière des obstacles ou en présence de coudes, de jonctions, d'embranchements ou de changements de section,

- à des phénomènes de jets lorsqu'il existe des différences de tailles entre les canaux de fluide, comme c'est le cas à la sortie des plaques du stack ou des échangeurs de chaleur,
- à des phénomènes de convection naturelle (différence de densités du fluide) dans des volumes fermés sous l'influence de différences de températures,
- au caractère oscillant des écoulements acoustiques : des écoulements globaux moyens comme le « streaming de Gedeon » et le « streaming de Rayleigh » peuvent aussi résulter de phénomènes acoustiques de second ordre (produit de deux perturbations supposées petites devant les valeurs moyennes).

Les écoulements secondaires décrits ci-dessus peuvent affecter le flux d'énergie et les champs de température dans les systèmes thermoacoustiques. En général, l'effet est indésirable et nuisible, et entraîne une dégradation des performances de la machine. D'ailleurs, en plus de l'inévitable perte de l'énergie acoustique propre au déplacement acoustique de fluide (relaxation thermique et dissipation dues au caractère visqueux du fluide), les non linéarités acoustiques (streaming dus au caractère oscillant des écoulements thermoacoustiques et propagation non linéaire) génèrent des pertes supplémentaires qui diminuent encore l'efficacité des systèmes thermoacoustiques.

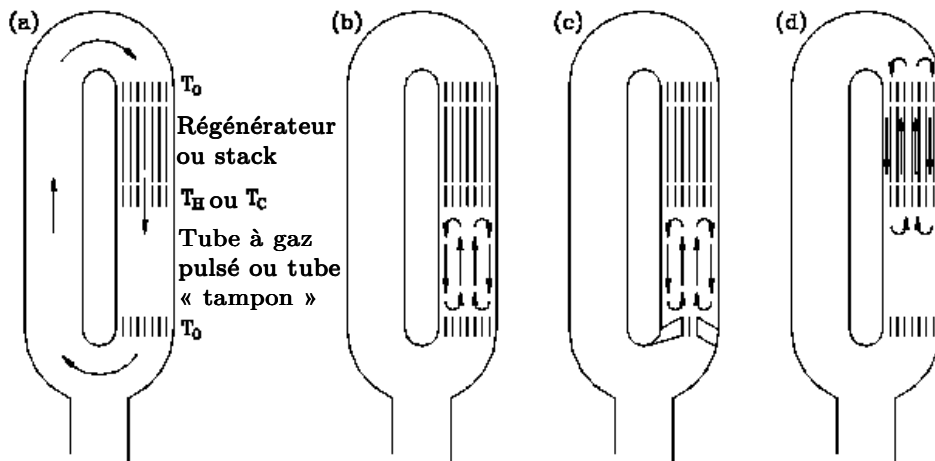


FIGURE 2-4 - Illustration des différents streaming au sein de machines thermoacoustiques : a/ streaming de Gedeon, b/ streaming de Rayleigh, c/ streaming de jets, d/ streaming dans le régénérateur [5].

Swift [5] récapitule les différents phénomènes de streaming rencontrés dans des systèmes thermoacoustiques comme illustré sur la FIGURE 2-4 ci-dessus. On

trouve les streaming dus au caractère oscillant acoustique (i.e. streaming acoustiques) et les streaming issus des phénomènes de jets.

Il s'avère que le streaming acoustique est un phénomène bien connu des acousticiens. Il est particulièrement néfaste car source d'un écoulement qui va modifier les équilibres thermiques et réduire l'efficacité de la machine.

On distingue deux types de streaming acoustiques qui se différencient par leurs origines. Ils sont les suivants :

- streaming issu des couches limites
- streaming provenant de pertes volumiques (appelé aussi « quartz wind »)

Le premier a été identifié dans les années 1890 quand le travail de Rayleigh a révélé un mouvement du fluide causé par des ondes stationnaires planes se propageant entre deux parois. Rayleigh l'avait originellement modélisé pour décrire des courants, apparemment dus à la formation de figures de poussières, qu'a observée Dvorak dans un tube de Kundt.

Dans cette première catégorie se trouvent les streaming dits de Gedeon et de Rayleigh. Quant aux streaming appartenant à la seconde catégorie, ils se développent seulement au sein du « corps » du fluide (loin des parois solides, au-delà des couches limites). Le streaming d'Eckart correspond à une vitesse quasi stationnaire générée par l'absorption d'une onde sonore dans un fluide visqueux. Contrairement aux autres types de streaming, celui-ci se déroule à grande échelle. Ce dernier ne faisant pas partie de l'objet de cette thèse, il ne sera donc pas développé ici.

Le **streaming de Gedeon** se rencontre dans les résonateurs à ondes progressives (i.e. les résonateurs conçus en boucle acoustique) et est occasionné par la création d'un débit massique global de fluide qui résulte de la non-nullité, en moyenne temporelle, de termes de second ordre. Le sens d'écoulement du streaming de Gédéon est le même que celui de l'onde acoustique amplifiée (amplification dans la direction de la zone froide vers la zone chaude dans les machines thermoacoustiques).

Outre une injection néfaste de gaz froid dans le régénérateur, perturbant le profil de température de celui-ci, le débit de streaming occasionne une perte de chaleur. On peut lutter contre ce flux de gaz en générant une différence de pression dans un organe (membranes déformables, pompe à jet) placé avant l'échangeur froid et le régénérateur.

Cependant il a été prouvé que dans certaines circonstances, en étant utilisé à bon escient, le streaming de Gedeon pouvait être profitable à la machine en améliorant son efficacité. C'est ce qu'a montré l'étude (expérimentale et analytique) réalisée par Penelet et al. [57]. Dans ce cas présent, le streaming

produit une amplification de l'effet thermoacoustique du fait de la modification de la répartition du champ de température. L'amplitude acoustique résultante est plus élevée qu'en l'absence de streaming. Cela prouve que dans certains cas la suppression du streaming n'est pas forcément la meilleure solution et une utilisation plus astucieuse peut améliorer l'efficacité.

Le **streaming de Rayleigh** est plus susceptible d'apparaître dans les systèmes à géométrie rectiligne, tels que les résonateurs à ondes stationnaires. Le streaming de Rayleigh se développe au niveau des couches limites de l'écoulement et forme un système de cellules rotationnelles. Il se manifeste par l'apparition d'une paire de vortex symétriques s'étendant généralement sur une longueur d'un quart de l'onde (plusieurs paires pouvant exister dans une longueur). Nous reviendrons dessus un peu plus loin dans ce chapitre.

Le dernier type de streaming que nous allons aborder est le **streaming de jet**. Il est induit par les effets de jet lors de changements de sections des canaux de fluide. On peut donc le rencontrer aux extrémités des stacks, régénérateurs, échangeurs, connexions, etc. La dissymétrie de pression créée lors de l'écoulement alterné du fluide peut engendrer un courant fluide dont le sens dépend entre autre de la dissymétrie de l'organe [58].

Ces écoulements ne sont pas propres aux machines thermoacoustiques. Aussi, lors de fortes variations d'amplitude de pression, la plupart des résonateurs acoustiques deviennent le siège de phénomènes « non linéaires », parmi lesquels les « streaming acoustiques² » (i.e. streaming de Gedeon et streaming de Rayleigh). L'apparition de l'un ou l'autre de ces streaming dépend alors de la configuration du système et de sa géométrie.

² Le terme « streaming acoustique » est tiré de l'anglais « acoustic streaming » et est aussi appelé « vent acoustique » ou « écoulement redressé ».

2.3 Streaming de Rayleigh

Ce « vent acoustique » fait l'objet de nombreuses études [51][59] en particulier en ingénierie thermoacoustique où il est source de nombreux désagréments.

Le streaming de Rayleigh sera plus susceptible d'apparaître dans les systèmes acoustiques à géométrie rectiligne, comme c'est le cas des résonateurs à ondes stationnaires. Dans le cas d'un moteur thermoacoustique, cet écoulement va transporter de la chaleur de l'échangeur chaud vers l'échangeur froid, diminuant le gradient de température, sans contribuer à la conversion d'énergie. Dans le cas d'un réfrigérateur le streaming va transporter de la chaleur dans la direction opposée du pompage de chaleur. Dans les deux cas, le streaming peut conduire à une réduction importante des performances des machines, tant en termes de puissance que de rendement.

Sur la figure suivante (FIGURE 2-5) un guide d'onde, long d'une demi-longueur d'ondes $\lambda/2$ dans lequel est établie une onde stationnaire est schématisé. Le vent acoustique de Rayleigh se caractérise par des cellules rotationnelles (ou vortex) présentes de chaque côté de l'axe central du résonateur et qui s'étendent généralement sur une longueur $\lambda/4$ (plusieurs paires pouvant exister dans une longueur). Les tourbillons des écoulements redressés sont situés dans la partie centrale du guide et sont désignés aussi sous la terminologie de tourbillons externes. Ces tourbillons sont induits par un streaming existant dans la couche limite, lui-même sous forme tourbillonnaire (appelés cette fois tourbillons internes ou cellules de Schlichting [60]). Alors que l'onde sonore est une onde oscillante, le streaming de Rayleigh est un écoulement moyen, non oscillant et quasi stationnaire qui va venir se superposer à l'onde sonore principale. Autrement-dit, il s'agit d'un écoulement du second ordre, qui se superpose aux oscillations acoustiques du premier ordre.

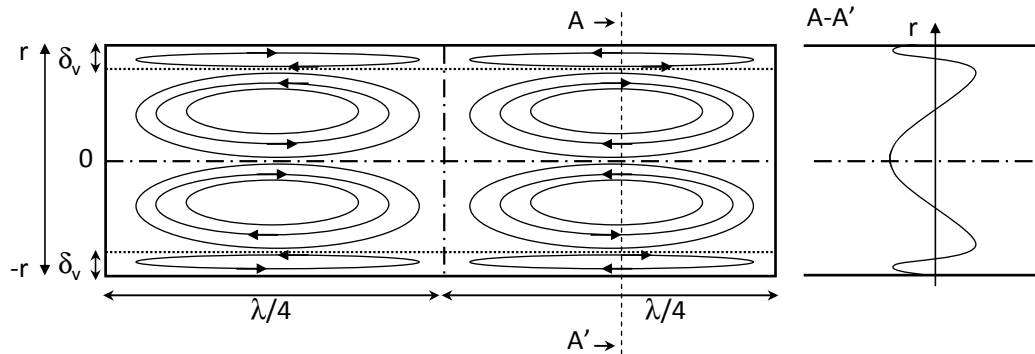


FIGURE 2-5 - Représentation des cellules de streaming de Rayleigh dans un résonateur à onde stationnaire.

Les écoulements redressés se développent au niveau des couches limites de l'écoulement, là où l'onde acoustique interagit avec les parois, puis sont transmis par diffusion du mouvement au reste du fluide. Le streaming de Rayleigh est généré lorsque des ondes stationnaires acoustiques interfèrent avec des parois solides et prend donc naissance au niveau des couches limites fluides. Dans un système fermé le débit massique moyen du fluide est égal à zéro dans une section, bien que des valeurs locales soient non nulles. Le streaming de Rayleigh est alors dû à la valeur non nulle du débit massique au cours du temps dans l'épaisseur de la couche limite. En effet, en raison de la structure particulière des couches limites dans les écoulements oscillants (inertie ou variation de la viscosité avec la température), il existe des différences dans la contrainte tangentielle (contrainte de frottement à la paroi).

2.3.1 Etudes et modèles analytiques

Comme nous l'avons signalé, le streaming de Rayleigh est un écoulement secondaire moyen qui s'ajoute à l'écoulement oscillant principal. Pour le décrire les équations fondamentales de la mécanique des fluides doivent alors être exprimées à l'ordre deux. Plusieurs auteurs se sont consacrés à ce travail et ont mis en place des modèles théoriques valables pour le streaming de Rayleigh. Une partie de ce paragraphe s'emploie à résumer les résultats de ces travaux.

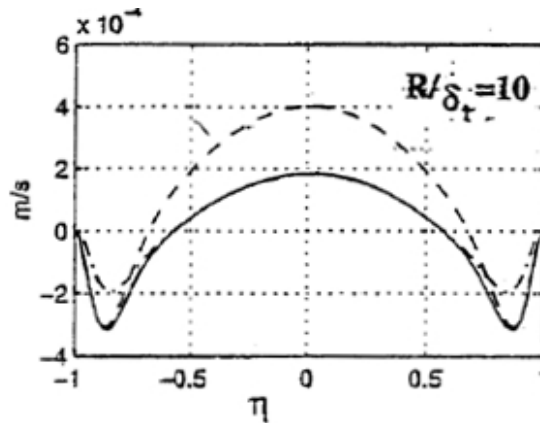


FIGURE 2-6 - *Streaming externe, en dehors de la couche limite, calculé en fonction de la coordonnée transverse $\eta = r/R$ pour le cas de plaques parallèles (trait plein), et d'un tube (tirets) [61].*

Ce streaming a tout d'abord été modélisé par Rayleigh en 1883. Par la suite, de nombreux modèles analytiques ont vu le jour, et notamment récemment dans le domaine de la thermoacoustique. Cependant il est à noter que ces études sont plus ou moins disparates, car généralement restreintes à la description des

tourbillons extérieurs, (i.e. en dehors de la couche limite, voir FIGURE 2-6), et chacune ayant adopté ses propres hypothèses. Ainsi certains sujets traitent de la dépendance de la viscosité à la température ([62][61]) et d'autres non ([63][64][65]). Néanmoins dans chaque cas des hypothèses simplificatrices « de base » sont nécessaires.

Ainsi [66][61][44] font les hypothèses simplificatrices suivantes qui sont généralement adoptées par la communauté scientifique :

- écoulement laminaire
- propagation longitudinale de l'onde acoustique bidimensionnelle de longueur d'onde λ dans un résonateur fermé de section S et de longueur L
- les dimensions transversales du résonateur sont supposées très petites devant les dimensions longitudinales ($S \ll \lambda^2$)
- on admet que le streaming acoustique est « lent » (soit $Re_{NL} \ll 1$)
- la température (si prise en compte) ne dépend que de la longueur axiale x et en l'absence d'oscillations, le solide et le gaz ont la même température locale.

Rayleigh fut le premier à résoudre le problème en faisant l'hypothèse que les effets thermiques peuvent être négligés. Il proposa la formulation ci-après pour caractériser la vitesse axiale des tourbillons externes, en coordonnées cylindriques. La relation, obtenue, en faisant l'hypothèse supplémentaire d'un canal large (i.e. l'épaisseur de couche limite visqueuse peut être négligée devant le rayon du canal), est la suivante :

$$\langle u_z \rangle(x, r) = \frac{U_a^2}{4c} \sin(2kx) \left(\frac{1}{2} e^{-2R\left(1+\frac{r}{R}\right)/\delta_v} + e^{-R\left(1+\frac{r}{R}\right)/\delta_v} \cos\left(\frac{R\left(1+\frac{r}{R}\right)}{\delta_v}\right) + 2e^{-R\left(1+\frac{r}{R}\right)/\delta_v} \sin\left(\frac{R\left(1+\frac{r}{R}\right)}{\delta_v}\right) + \frac{3}{4} - \frac{9}{4}\left(\frac{r}{R}\right)^2 \right) \quad (2.42)$$

Il est intéressant de souligner que cette expression n'est valable que dans le cadre de l'acoustique faiblement non linéaire. Ce sera d'ailleurs le cas pour l'ensemble des travaux analytiques traitant du streaming acoustique. En effet, la majorité des études théoriques supposent un streaming lent, c'est-à-dire un nombre de Reynolds non linéaire très inférieur à 1 ($Re_{NL} \ll 1$). Différents chercheurs, comme Menguy et Gilbert [48] ou Thompson et Atchley [63], eux-mêmes inspirés de l'étude faite par Schuster and Matz [64], ont eux aussi proposé des expressions pour les composantes de vitesses de streaming en onde stationnaire. Ces expressions sont moyennées sur une période, valables en dehors

de la couche limite, dans un tube résonant. Respectivement pour les composantes axiale et transversale de la vitesse de streaming, les expressions sont :

$$\langle u_{s2} \rangle(x, r) = \frac{3}{8} \frac{U_a^2}{c} \left(1 - 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \sin \left(\frac{\pi x}{L} \right) \quad (2.43)$$

$$\langle v_{s2} \rangle(x, r) = -\frac{3}{8} \frac{U_a^2}{c} \frac{2\pi r}{\lambda} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \cos \left(\frac{\pi x}{L} \right) \quad (2.44)$$

Ces relations ont été obtenues en prenant les mêmes hypothèses que celles faites par Rayleigh, pour un tube cylindrique fermé à une de ses extrémités et équipé d'un excitateur acoustique entrainant de l'air sinusoïdalement à l'autre extrémité. Les champs acoustiques et le streaming de vitesse dans ce système peuvent alors être décrits suivant deux dimensions spatiales : une coordonnée axiale qui est parallèle à l'axe du tube et une coordonnée transversale qui est perpendiculaire à l'axe central.

Ces relations démontrent la périodicité axiale de ces composantes, ainsi que l'allure parabolique du profil dans une section du résonateur, comme le montre la figure suivante (FIGURE 2-7).

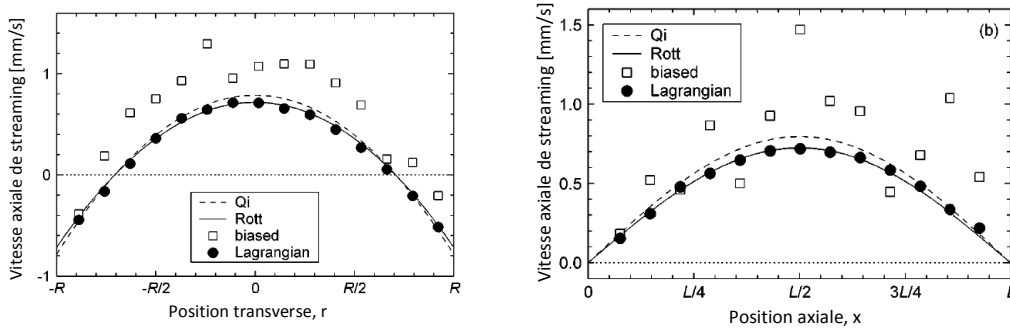


FIGURE 2-7 - *Profils de streaming acoustique des tourbillons externes. En haut, les profils tracés dépendent de la position x , pour une valeur du rayon fixée. En bas, les profils dépendent de la position transverse r , la position x étant fixée. Les points représentent des résultats de mesures, les lignes représentent des résultats issus de l'équation 2.38 corrigée d'un paramètre $(1+\alpha_1)=1,030$ (trait plein, résultat de Rott) et $(1+\alpha_1)=1,131$ (trait pointillé) [63].*

Que ce soit l'une ou l'autre des formulations précédentes, les effets thermiques sont négligés et la température n'apparaît donc pas comme un paramètre affectant le streaming de Rayleigh. Néanmoins, dans le cadre de la thermoacoustique et du couplage acoustique-thermique, Waxler [62] ou encore Olson et Swift consacrèrent leur travaux au cas d'un fluide soumis à un gradient

de température dans un résonateur à ondes stationnaires. Mais ce fut Rott [4] le premier qui s'intéressa aux effets de la température sur les tourbillons externes du streaming de Rayleigh. En prenant en compte les effets des fluctuations de la température acoustique ou de la dépendance de la viscosité avec la température, Rott établit une vitesse axiale égale à celle de Rayleigh, corrigée d'un paramètre $1+\alpha$ (ou $1+C_1$, voir équation 2.46), dans le cas d'un gradient de température nul. Puis Olson et Swift [67], en se basant sur les fondements déjà établis par Rott, proposèrent des formulations valables alors pour une combinaison d'ondes sonores progressives et stationnaires. Ils ont par ailleurs fait remarquer que dans le cas des tubes à gaz pulsé, la négligence de la dépendance à la température de la viscosité pouvait conduire à des erreurs importantes. On peut aussi citer le travail de Baillet et al.[61] qui dans leur équation établissant la vitesse de streaming axiale ont pris en compte un gradient de température moyen dans le guide d'onde.

Les trois auteurs (Rott, Olson et Swift) ont effectué leurs calculs pour une configuration limitée aux tourbillons externes. Après avoir intégré et effectué la moyenne temporelle des équations de continuité, de la quantité de mouvement et de la chaleur d'ordre 2, ils ont pu montrer que la vitesse permanente de streaming permanente est donnée par la forme intégrale suivante :

$$u_{s2}(x, y) = \frac{1}{2\mu} \iint \frac{\partial}{\partial x} (\rho u_a \tilde{u}_a) dy dy + \frac{\rho}{2\mu} \Re \int_0^y u_a \tilde{v}_a dy - \frac{b}{2\bar{T}} \Re \int_0^y T_{a1} \frac{\partial \tilde{u}_a}{\partial y} dy + \frac{1}{2\mu} \frac{dp_2}{dx} y^2 - C(x)y \quad (2.45)$$

Toujours en dehors de la couche limite et prenant en compte la température dans ses équations, Rott a établi les approximations suivantes, en onde stationnaire. Il suppose alors que les termes plus grands que le second ordre sont négligeables et que la température varie uniquement en fonction de la coordonnée axiale x .

→ Pour la composante axiale (i.e. l'équation 2.45 établie en fonction du rayon du résonateur) :

$$u_{s2}(r) = \left(1 - \frac{2r^2}{R^2}\right) u_{2\infty} = \left(1 - \frac{2r^2}{R^2}\right) \left[\frac{3}{8} (1 + C_1) \frac{U_a^2}{c} \sin \frac{\pi x}{L} - C_2 \frac{\Delta_T |u_{a,\max}|^2}{2\omega \bar{T}} \right] \quad (2.46)$$

→ Pour la composante transverse :

$$v_{s2}(r) = \left(1 - \frac{2r^2}{R^2}\right) \left[-\frac{3}{8} \frac{U_a^2}{c} \frac{2\pi r}{\lambda} \cos \frac{\pi x}{L} \right] \quad (2.47)$$

Les constantes C_1 et C_2 sont les suivantes :

$$C_1 = \frac{2}{3} (1 - \beta_0)(\gamma - 1) \frac{\sqrt{\text{Pr}}}{1 + \text{Pr}} \quad (2.48)$$

$$C_2 = \frac{(1 - \beta_0)(1 - \sqrt{\text{Pr}})}{2(1 + \sqrt{\text{Pr}})(1 + \text{Pr})} \quad (2.49)$$

β_0 est alors exprimé de telle manière qu'il montre la dépendance de la viscosité avec la température :

$$\frac{\mu_a}{\mu_0} = \beta_0 \frac{T_a}{T_0} \quad (2.50)$$

Dans l'air, les valeurs des paramètres précédents sont les suivantes :

- $\gamma = 1,4$
- $\beta_0 = 0,77$
- $\text{Pr} = 0,71$
- $C_1 = 0,03$
- $C_2 = 0,0057$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3, les gaz ayant de faibles nombres de Prandtl (Pr), sont préférés lorsqu'il s'agit de privilégier l'efficacité ou le rendement des machines thermoacoustiques. En effet les frottements visqueux sont limités et les performances des machines sont ainsi nettement améliorées. Cependant il est à noter que les gaz choisis subiront alors un streaming plus important, les constantes C_1 et C_2 croissant avec l'inverse de la racine nombre de Prandtl (voir équations 2.48, 2.49 et 2.50).

On peut par ailleurs remarquer que le premier terme du membre de droite de l'équation 2.42 est de l'ordre de $\frac{u_a^2}{4c}$. Pour diminuer le streaming il faut donc opter pour des faibles vitesses acoustiques et choisir les propriétés du fluide de manière à avoir une vitesse du son la plus élevée possible.

Pour finir, outre celle du nombre de Prandtl (vu ci-dessus), on notera l'influence des paramètres suivants sur l'expression de la valeur maximum du streaming :

- gradient thermique
- variation de la viscosité avec la température

- pression moyenne p_0
- la fréquence
- la phase entre la pression et la vitesse
- la variation de la section du cône

Dans le paragraphe §2.3.2 nous verrons, entre autres, l'état de l'art des études expérimentales concernant le streaming de Rayleigh.

2.3.2 Etat de l'art des mesures du streaming de Rayleigh

A la connaissance de l'auteur, parmi la littérature existante, cette thèse est l'unique étude présentant des mesures de streaming acoustique appliquées sur l'ensemble de la longueur d'un résonateur acoustique de grande envergure (plus de 5m). Les mesures permettent alors de visualiser l'ensemble des cellules de Rayleigh sur toute la longueur d'un résonateur demi-onde, tout cela à basse fréquence (entre 25Hz et 35Hz).

Lorsqu'on commence à s'intéresser au streaming de Rayleigh (dont un exemple d'image obtenue par Vélocimétrie par Images de Particules est illustré sur la FIGURE 2-8), on se rend compte que malgré les nombreux efforts de recherche, particulièrement théoriques, sur le streaming acoustique, seulement quelques études sont consacrées à la caractérisation expérimentale. A l'heure actuelle, une description exacte du phénomène de streaming n'est accessible qu'au travers des dispositifs simples et académiques, généralement dans le cadre de l'acoustique faiblement non linéaire. Cependant face à la nécessité d'améliorer les performances des machines thermoacoustiques, la problématique du streaming est de plus en plus abordée dans la recherche. On souhaite comprendre la formation et le développement du streaming pour, à terme, soit trouver un moyen de le supprimer soit trouver une manière de l'utiliser à bon escient. L'évaluation expérimentale des effets de streaming acoustique se révèle être indispensable au processus d'amélioration des systèmes thermoacoustiques.

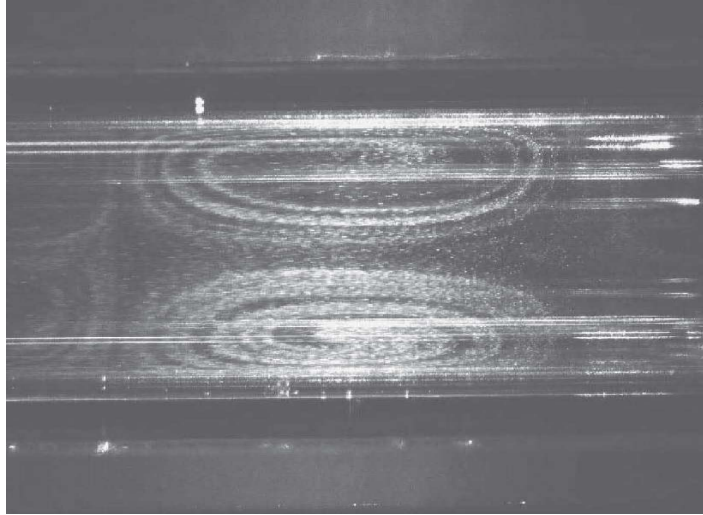


FIGURE 2-8 - *Image obtenue par Vélocimétrie par Image de Particules qui montre une cellule toroïdale de Rayleigh dans un résonateur droit [68].*

Il s'avère que l'évaluation expérimentale des effets non linéaires dans les ondes acoustiques tels que les écoulements de streaming est un véritable défi en matière de métrologie et de traitement du signal. La plupart des études expérimentales se cantonnent généralement à des mesures locales de pression et de vitesse. Néanmoins avec le développement récent de la thermoacoustique, de plus en plus d'études expérimentales du streaming acoustique fleurissent où chacune des techniques présentées a ses avantages et ses inconvénients. Les techniques laser (Particle Image Velocimétrie et Vélocimétrie Laser Doppler) sont par exemple délicates à mettre en œuvre mais offrent une mesure en deux dimensions. La Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) possède une très bonne résolution temporelle et donne ainsi de très bons résultats lorsque l'on souhaite avoir accès de manière locale à l'évolution temporelle de la vitesse. C'est le cas, par exemple, des études de Sourice et al. [69] et Valière et al. [70]. Quant à Gazengel et Poggi [71], ils ont évalué deux systèmes de mesure de VLD. Des vitesses de référence ont été définies à partir de mesures de pression combinées avec un modèle de propagation du son. Le matériel a ensuite été mis en place de telle manière à minimiser les erreurs sur la référence de vitesse. Ces vitesses sont utilisées par la suite pour valider les résultats de la VLD. Bailly [72] utilisa aussi la VLD pour mesurer des vitesses acoustiques au sein d'un résonateur dans différentes configurations (tube ouvert ou fermé). Thompson et Atchley [73] utilisèrent également la VLD pour étudier la vitesse acoustique ainsi que la vitesse de streaming à l'intérieur d'un petit résonateur de forme cylindrique et à ondes stationnaires rempli d'air. Ils ont montré que l'amplitude de la diffusion est influencée par la variation de la viscosité avec la température de fluide. Dans le domaine de la thermoacoustique, G. Poignand [74] a utilisé la VLD pour mesurer la vitesse des particules à l'intérieur d'un réfrigérateur thermoacoustique composé d'une cavité cubique et deux ou quatre haut-parleurs fixés aux parois. Dans ce

cas précis, conjointement avec la VLD, les auteurs ont, en outre, utilisé la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV).

En effet la PIV et la VLD sont finalement deux méthodes de mesure complémentaires [68]. Alors que la VLD permet de mettre le focus sur la résolution temporelle par sa mesure ponctuelle (au détriment de la résolution spatiale), la vélocimétrie par images de particules permet des mesures de champs offrant une bonne résolution spatiale. La PIV a par exemple été utilisée par Michard et al. [75] pour caractériser le champ de vitesse acoustique dans la couche limite d'un stack thermoacoustique. Le but était de pénétrer avec la nappe laser dans un espace d'environ 1 mm de haut. Les auteurs ont obtenu un bon accord entre l'expérience et la théorie pour des valeurs modérées de la pression maximale à l'intérieur du résonateur. Nabavi et al. ont également appliqué la PIV (avec synchronisation de phase [76] et sans synchronisation de phase [77]) pour des ondes acoustiques stationnaires dans une veine de 7 cm^2 , de section carrée dans lequel circule de l'air à pression atmosphérique. Les mesures du champ acoustique ont d'abord été effectuées pour des conditions quasi-linéaires afin de les valider par comparaison avec les résultats d'un modèle analytique. Les mêmes auteurs [78] ont réalisé des mesures expérimentales à l'intérieur d'un canal en plexiglas de 4 cm^2 - section carrée remplie d'air (l'installation est similaire à ce qui a été utilisée dans [76]) pour analyser la formation de streaming acoustique de Rayleigh régulier et irrégulier. Ils remarquèrent que lorsque l'amplitude d'excitation du générateur acoustique augmente au-delà d'une certaine limite, les formes régulières du streaming sont finalement déformées en structures irrégulières telles que représentées sur la FIGURE 2-9.

La PIV et la VLD ne sont pas les seules techniques de mesure utilisées pour obtenir les vitesses acoustiques. Huelsz et Lopez-Alquicira [79] ont développé une méthode utilisant une sonde à fil chaud adaptée à la mesure des ondes sonores acoustiques d'amplitude faible. Leurs mesures dans un résonateur quart d'onde soulignent néanmoins la présence de streaming. L'anémométrie à fil chaud a l'avantage d'avoir une assez bonne résolution spatiale et temporelle. Aussi la mise en œuvre est généralement simple. De plus par rapport aux méthodes PIV, la mesure ne nécessite pas d'ensemencement et permet donc une installation rapide à faible coût. Cependant, cette méthode nécessite l'introduction d'une sonde dans l'écoulement, qui reste essentiellement intrusive et sensible aux variations de températures qui peuvent potentiellement perturber le résultat. Par exemple, Eckmann et Grotberg, en étudiant la transition de l'écoulement à la turbulence, ont montré que l'insertion de la sonde dans la couche limite visqueuse génère des perturbations [54]. La mesure est également locale ce qui nécessite de couvrir un grand nombre de points de mesure pour obtenir une représentation du champ de vitesse.

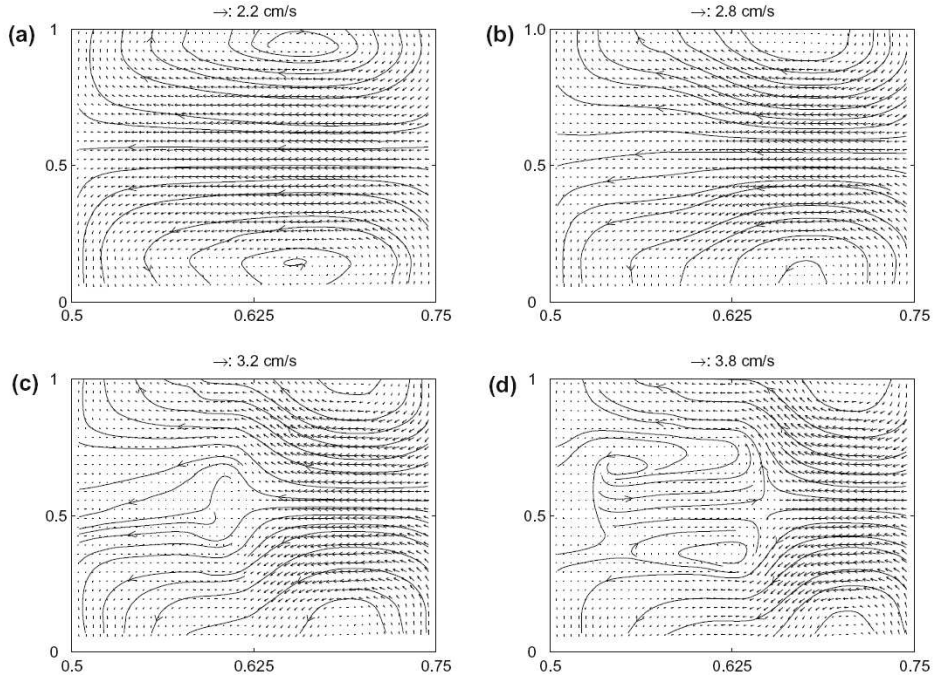


FIGURE 2-9 - Structures rotationnelles observées dans le plan x - y , se déformant sous l'effet de l'augmentation de la course du piston ($a/Re_{NL}=8$, $b/Re_{NL}=12$, $c/Re_{NL}=32$, $d/Re_{NL}=75$).

Au final, on trouve peu d'études à caractère expérimental des phénomènes non linéaires en acoustique ou thermoacoustique. Une des premières expériences a été réalisée par Medwin [80]. Il a observé et mesuré le streaming acoustique à l'aide d'un télescope se concentrant sur les particules illuminées de fumée de tabac introduite dans un tube. Beaucoup plus tard, Debessse et al. [81][82] ont pu mesurer le streaming acoustique dans un résonateur acoustique à ondes stationnaires dont l'onde a été générée par un moteur thermoacoustique. Ils ont utilisé la PIV sans synchronisation de phase. Mais la décomposition en valeurs singulières (SVD) leur permet de reconstruire le signal acoustique en dépit du sous-échantillonnage sans avoir besoin de référence de phase. L'étude du champ moyen (FIGURE 2-10), menée sur un résonateur de presque 7m de long, présente l'écoulement de streaming ayant des amplitudes de vitesse entre 1 et 8 cm/s. Pourtant, les auteurs restent sceptiques quant à la répétabilité de ces flux de second ordre.

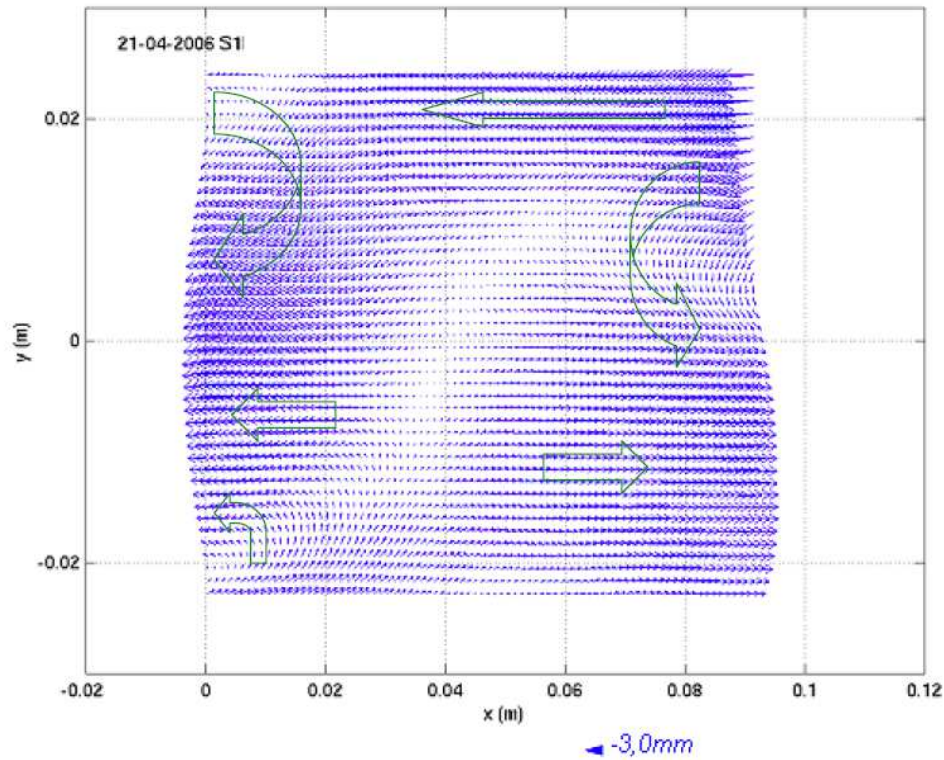


FIGURE 2-10 - *Champ de vitesses obtenu par PIV [19].*

Dans son travail de doctorat, Moreau [51] a développé une méthode utilisant des mesures optiques pour mettre en évidence la propagation du streaming acoustique ainsi que la transition à la turbulence. Les mesures de PIV et VLD ont été réalisées à un niveau acoustique élevé de telle sorte que, en augmentant l'amplitude de l'onde acoustique, des instabilités se produisent à proximité de la paroi du résonateur déformant l'écoulement et entraînant la création d'un écoulement turbulent. Les résultats des mesures de VLD sont développés dans [83]. La VLD a également été utilisée par Desjoux [84] dans un résonateur à ondes progressives. Il a été en mesure d'extraire des profils de vitesse de streaming pour différentes amplitudes de vitesse acoustique.

Nabavi et al. [85] ont observé les effets d'un gradient thermique transverse sur le vent acoustique de Rayleigh. En effet, comme il a été vu, le gradient thermique axial, en complément d'autres phénomènes participent à la génération (ou l'atténuation) du streaming. Il convient donc d'étudier ces effets au travers d'observations diverses. La figure suivante (FIGURE 2-11) présente leur résultat, révélant l'influence du gradient de température sur le profil de vitesse en continu.

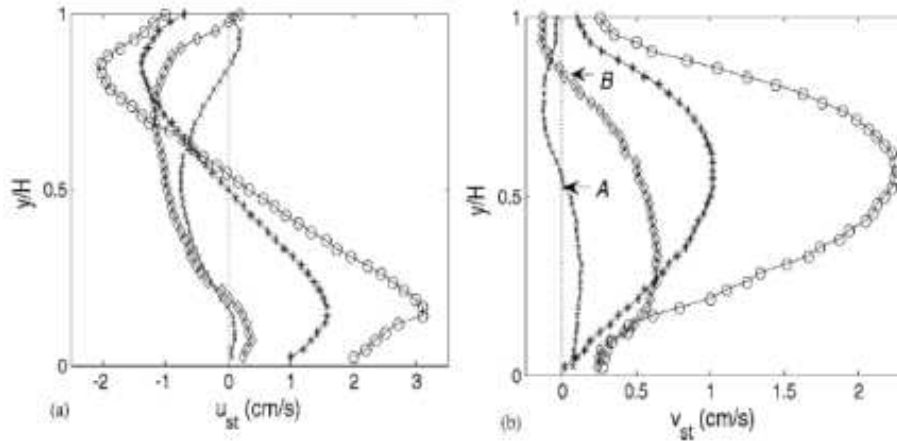


FIGURE 2-11 - Influence du gradient de température et de la position sur les profils de vitesse axiale et transversale de streaming (respectivement u_{st} et v_{st}) obtenus par mesures VLD [85]. L'ordonnée est adimensionnée par rapport à la hauteur de la veine.

Thompson et al [86] ont eux aussi étudié l'influence du gradient thermique au travers des mesures réalisées avec la VLD à l'intérieur d'un résonateur à ondes stationnaires (le même montage que celui utilisé dans leur précédente étude [73]). Il semblerait que l'augmentation du gradient de température (la valeur maximale atteignant 8 K/m) crée une distorsion des cellules de Rayleigh bien que les résultats ne correspondent à aucune théorie existante pour l'instant.

2.4 Conclusions

Nous avons vu que les phénomènes non linéaires occupent une place particulière dans les études réalisées sur la thermoacoustique. Que ce soit des études analytiques ou expérimentales, elles s'intéressent toutes aux effets non pris en compte par la théorie de l'acoustique linéaire. Après cette revue bibliographique, nous avons donc maintenant à notre disposition une série d'outils et d'équations permettant d'analyser plus finement les phénomènes non linéaires qui sont susceptibles de se dérouler dans un résonateur acoustique. Cela nous sera utile dans la suite de notre exposé. Une étude comparative sera effectuée dans le dernier chapitre de cette thèse.

C

hapitre 3

Conception et développement de bancs d'essai dédiés à la mesure par PIV en acoustique

L'étude du vent acoustique de Rayleigh revêt une importance particulière, notamment dans le domaine des machines thermoacoustiques, car il joue un rôle majeur dans l'origine des limitations des performances de celles-ci. Un effort important sur la recherche expérimentale est donc nécessaire, d'autant plus que la littérature actuelle est pour l'instant restreinte sur ce plan. Certaines études académiques traitent du streaming de Rayleigh dans un résonateur acoustique simple, d'autres étudient en plus l'influence d'un gradient de température et les dernières traitent de la thermoacoustique. Plusieurs résultats précisent alors que la température influence la formation de l'écoulement redressé [86]. A la vue de ces résultats, il a été décidé de travailler au préalable sur deux résonateurs acoustiques simples sans autres éléments (stack par exemple) afin de s'affranchir, dans un premier temps, des effets liés aux gradients de la température ou à la présence d'un stack poreux sur le streaming. Ces deux résonateurs permettent en outre de réaliser des mesures complémentaires de part leur géométrie différente et de valider la méthode de mesure choisie. Par la suite, l'insertion de deux échangeurs de chaleur ou d'un module thermoacoustique ont permis de travailler dans des conditions se rapprochant des conditions observées en thermoacoustique.

3.1 Mise en place des outils de mesures

3.1.1 Choix de la méthode de mesure

Classiquement, la méthode de mesure par Vélocimétrie par Image de Particule est une technique qui donne le champ des vitesses et qui semble bien appropriée pour mesurer les vitesses acoustiques, tout comme les effets non linéaires, comme le streaming acoustique. La PIV mesure le déplacement particulaire entre deux images consécutives afin de connaître le champ de vitesse. Néanmoins, il existe tout de même plusieurs autres types de mesure de vitesse dans un fluide utilisés en acoustique ou thermoacoustique (comme cela a été vu au paragraphe 2.3.2 :

- l'anémomètre à fil chaud à température ou intensité constante (CTA ou CCA) qui mesure respectivement une variation d'intensité ou de température et en déduit la vitesse du fluide par la loi de King,
- l'anémométrie à tension constante (CVA) qui consiste à garder la tension constante et mesurer les fluctuations d'intensité et de température pour en déduire la vitesse du fluide (cette technique a été appliquée à la thermoacoustique pour mesurer la vitesse acoustique d'une onde stationnaire [87]),
- la Vélocimétrie Laser Doppler (VLD) qui se fonde sur la variation de fréquence entre deux faisceaux laser pour mesurer la vitesse de particules entraînées par le fluide dont on cherche à mesurer la vitesse.

Les techniques laser présentent l'avantage d'une mesure en deux dimensions et ne sont pas intrusives contrairement aux mesures par anémométrie où il est nécessaire d'insérer l'instrument de mesure dans l'écoulement pour obtenir un résultat. Notre choix portera donc sur ces deux techniques : PIV et VLD, toutes deux ayant ses propres qualités. La VLD permet d'obtenir des mesures d'une bonne résolution temporelle au détriment de la résolution spatiale tandis que la PIV présente une résolution spatiale meilleure. Néanmoins la PIV qui offre la mesure d'un champ 2D, permet d'avoir des informations sur l'ensemble d'un plan à un instant donné alors qu'il faudrait faire plusieurs mesures de LDV par balayage pour obtenir ces mêmes informations. De plus l'étude d'un champ 2D s'avère plus adéquate à la détection de cellules tourbillonnaires comme celles du streaming de Rayleigh. Notre choix s'est donc dirigé vers une méthode de mesure par PIV dont le principe est présenté dans le paragraphe 3.1.2 suivant.

3.1.2 Principe général de la PIV

La PIV est une technique optique éprouvée qui permet de déterminer les champs de vecteurs vitesse d'un écoulement préalablement ensemencé de particules. Dans le cadre de notre étude sur des résonateurs acoustiques, cette technique repose sur les éléments ci-après :

- un plan d'éclairement (i.e. une nappe laser)
- un ensemencement en particules
- un système d'acquisition et d'enregistrement des données

Le principe général de la PIV est représenté sur les FIGURE 3-1 et FIGURE 3-2 et est décrit dans ce qui suit. L'écoulement que l'on désire investiguer est au préalable ensemencé avec des particules (i.e. des traceurs). Ces traceurs sont éclairés dans le plan que l'on souhaite étudier à l'aide d'une nappe laser. L'écoulement pouvant être rapide, l'utilisation d'un laser impulsif permet d'éviter le flou des images. Pour créer cette nappe, un laser double cavités est généralement utilisé. Chaque cavité émet un faisceau lumineux qui transite au travers d'un ensemble de composants optiques (lentilles cylindriques, lentilles sphériques et prismes, etc.) pour former deux faisceaux plans (i.e. nappes) confondus dans l'espace mais décalés dans le temps. Une paire d'images correspondant à chaque double impulsions laser (deux images successives A et B dont le décalage temporel Δt est connu) est alors enregistrée par une caméra CCD. Enfin, par intercorrélation, le déplacement des particules d'une image à l'autre est déterminé puis converti en vitesse réelle d'après la relation simple suivante :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \frac{\Delta \vec{x}}{\Delta t} \quad (3.1)$$

avec $\Delta \vec{x}$: le déplacement vectoriel effectué par une particule sur une durée Δt dans le plan laser

Δt : l'intervalle de temps séparant deux pulses laser.

C'est avant tout une méthode non intrusive (exception faite des traceurs) mais néanmoins indirecte car la vitesse de l'écoulement est déterminée grâce à la vitesse des particules. Appliquée à la thermoacoustique, cette vitesse peut se décomposer selon un terme relatif à l'oscillation acoustique et un autre terme relevant du streaming :

$$u(x, y, t) = u_a(x, y, t) + u_s(x, y) \quad (3.2)$$

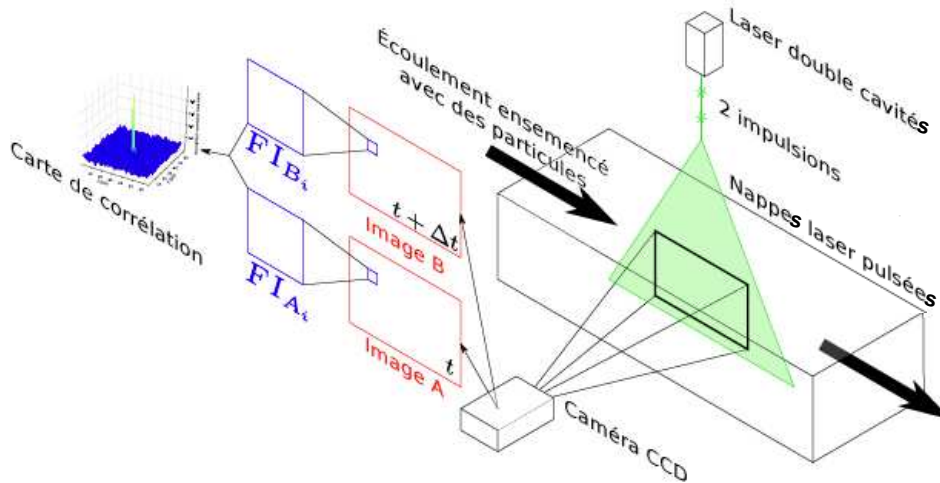


FIGURE 3-1 - Schéma de principe de la PIV [88].

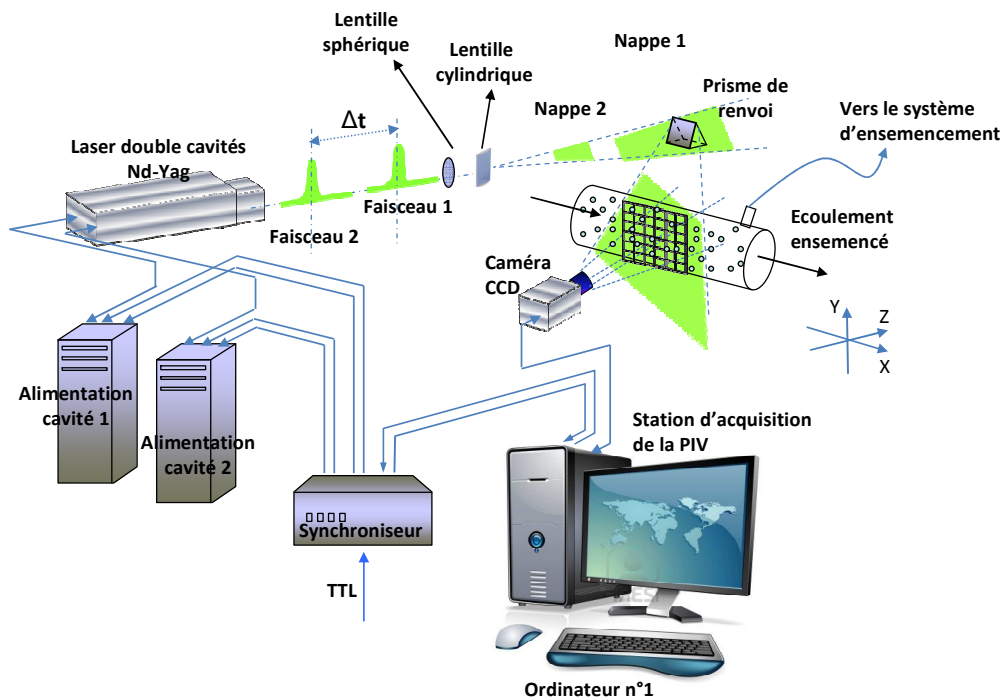


FIGURE 3-2 - Schéma d'ensemble du système d'acquisition PIV appliqué à nos configurations.

3.1.2.1 Éclairage

L'éclairage de la zone d'intérêt, permettant de rendre les particules visibles à la caméra, est réalisé par un laser monochromatique. Ce type de laser permet de créer une fine nappe lumineuse (de l'ordre du millimètre). L'épaisseur de la nappe peut ensuite être réduite grâce à plusieurs éléments optiques (i.e. des lentilles sphériques) : seules les particules localisées dans le plan laser sont

éclairées. Un système de synchronisation permet de fixer la valeur du temps Δt séparant les deux pulses laser. Le choix de ce paramètre est un élément important pour obtenir de bonnes mesures par PIV. En effet si sa valeur est trop élevée, le déplacement alors effectué par les particules peut être trop important et par conséquent les particules sortent du champ de visualisation. A l'inverse, si la valeur choisie est trop faible, les particules peuvent se trouver en chevauchement d'une image à l'autre. Cela limite le processus de corrélation et donc le calcul du déplacement des particules qui devient du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure (typiquement une fraction de pixel, environ $1/10^{\text{ème}}$).

3.1.2.2 Ensemencement

La PIV requiert un écoulementensemencé. Ce sont en effet ces traceurs, des particules diffusantes de petite taille, qui en suivant l'écoulement (par hypothèse), vont permettre de déterminer la vitesse de ce dernier. La vitesse des particules fluide est alors assimilée à la vitesse des traceurs qui deviennent représentatifs de la vitesse de l'écoulement. Ainsi la quantité, la taille ou la masse volumique des particules deviennent des éléments primordiaux quant à la qualité de la mesure par PIV. En effet les particules doivent à la fois ne pas être trop petites afin de diffuser suffisamment de lumière et donc être observables par la caméra¹ et ne pas être trop grandes ou de masse volumique trop importante de manière à éviter leur sédimentation et ainsi leur permettre de suivre fidèlement l'écoulement². La masse volumique des particules, tout aussi essentielle au suivi correct de l'écoulement, doit être faible. En outre la répartition volumique des particules doit être la plus homogène possible afin d'optimiser le traitement des images de lumière diffusée.

La plupart du temps cela requiert l'utilisation d'un ensemencement artificiel, c'est-à-dire avec des particules qui ne sont pas naturellement présentes dans l'écoulement. Ceci nécessite une préparation soigneuse de l'injection afin de ne pas perturber l'écoulement et en particulier la zone de travail. Généralement les particules sont injectées sous forme d'aérosol (fumée de tabac, encens, aérosols d'huile d'olive, de DEHS, etc.) en amont de la zone à étudier pour permettre aux particules d'acquérir la vitesse du fluide et minimiser les perturbations [89].

Dans les écoulements gazeux l'utilisation de fumées, de gouttelettes d'huile ou de billes solides de diamètre inférieur à dix micromètres est préconisée.

¹ Les particules doivent par ailleurs être choisies de manière à diffuser suffisamment d'énergie sur la longueur d'onde de l'éclairement.

² Généralement le diamètre des particules est de l'ordre du micron voire inférieur au micron.

3.1.2.3 Acquisition des images et traitement

L'acquisition des images s'effectue avec une caméra CCD (Charge Coupled Device – Récepteur à transfert de charge) à double trames non-entrelacées. Cela permet d'enregistrer deux images séparées par un temps très bref.

Chaque paire d'images est ensuite traitée. Cela consiste en un découpage des images suivant une grille, réalisant ainsi une sorte de maillage de l'image. Ces mailles sont appelées fenêtres d'interrogation (FI) et leur taille est fixée par l'utilisateur. L'algorithme de corrélation est alors appliqué à chaque fenêtre d'interrogation, entre les deux images d'une même paire. Il en résulte une carte de corrélation dont le pic principal obtenu fournit le déplacement (en pixel) le plus probable des particules dans la maille considérée au préalable.

Enfin une calibration spatiale de la zone de mesure est nécessaire pour convertir les déplacements obtenus en pixels/secondes en des vitesses définies en m/s.

De nombreuses références sont disponibles concernant la technique PIV. On consultera par exemple [90].

3.1.3 Contraintes liées à l'acoustique

Dans le cadre d'une étude en acoustique, des contraintes particulières viennent compliquer les mesures par PIV. En effet les mesures optiques par PIV s'avèrent particulièrement adaptées aux mesures d'écoulements continus, non oscillants. Cependant en acoustique, l'écoulement, en plus d'être oscillant, affiche une inversion de vitesse où la mesure par PIV est alors susceptible de présenter une très grande incertitude sur les résultats. Par ailleurs l'écoulement se trouvant confiné dans un résonateur, n'est pas renouvelé. L'ensemencement dont les particules finissent par sédimenter a besoin d'être réitéré périodiquement augmentant la durée des mesures. En effet, à chaque ensemencement un temps d'attente est indispensable pour permettre aux particules de s'homogénéiser avec le fluide avant la mesure.

En plus de tous ces impératifs, des contraintes supplémentaires, liées à la mesure du streaming acoustique s'ajoutent. La vitesse des écoulements redressés étant du second ordre, elle est d'environ de deux ordres de grandeur plus petite que la vitesse acoustique et donc particulièrement délicates à obtenir. Pour parer à toutes ces difficultés, une méthodologie particulière a été développée. Elle sera présentée dans la partie 3.3.

3.2 Dispositifs expérimentaux

L'intérêt de cette thèse porte sur le streaming de Rayleigh, c'est pourquoi ont été effectuées dans des résonateurs acoustiques dans lequel se propage une onde stationnaire. Ce sont des résonateurs demi-onde, c'est-à-dire avec ses deux extrémités fermées. Utiliser un résonateur de ce type permet d'augmenter les niveaux de puissance acoustique mis en jeu, puisqu'en mettant le champ sonore en résonance (équation 3.3), les oscillations de pressions sont alors amplifiées. Pour ce faire, les résonateurs sont dimensionnés à la demi-longueur d'onde calculée selon la nature du gaz circulant à l'intérieur. Pour un fonctionnement à la résonance, la longueur d'onde est alors égale à deux fois la longueur du résonateur (équation 3.4). La vitesse du son c est quant à elle définie par l'équation 3.5.

$$f_r = \frac{c}{\lambda} \quad (3.3)$$

$$\lambda = 2L \quad (3.4)$$

$$c = \sqrt{\gamma \cdot R_s T} \quad (3.5)$$

En outre ces résonateurs sont de grande taille, i.e. plus de 5 m. Cela permet de travailler à faible fréquence et ainsi de réduire les nuisances sonores liées à son utilisation. Par ailleurs cela facilite l'observation car un champ plus grand peut être étudié. Ces résonateurs présentent l'avantage d'être modulables et de pouvoir accueillir des échangeurs de chaleur ou un stack pour permettre des mesures sur un système thermoacoustique complet, pour lequel les effets thermoconvectifs sont susceptibles de se superposer aux streaming acoustiques. A géométrie différente, les deux systèmes se complètent.

3.2.1 Banc d'essai d'un résonateur à section circulaire

3.2.1.1 Le résonateur

Le résonateur qui a tout d'abord été exploité est un résonateur dont les pièces avaient été fournies en 2010 pour le projet européen THATEA [3] (plans disponibles dans l'Annexe A). Il permet d'effectuer des mesures ponctuellement dans le résonateur au travers la cellule de mesures présentée en 3.2.1.2.

Le système se compose de cinq segments droits permettant de moduler la taille du résonateur et la position de la cellule de mesure. Les segments, de section circulaire dont le diamètre intérieur est de 56,3 mm, sont en acier inoxydable. L'ensemble peut atteindre une longueur de près de sept mètres (6,85 m exactement). Les segments sont dimensionnés comme ci-après :

- quatre longueurs de 1,25 m
- une longueur de 1 m

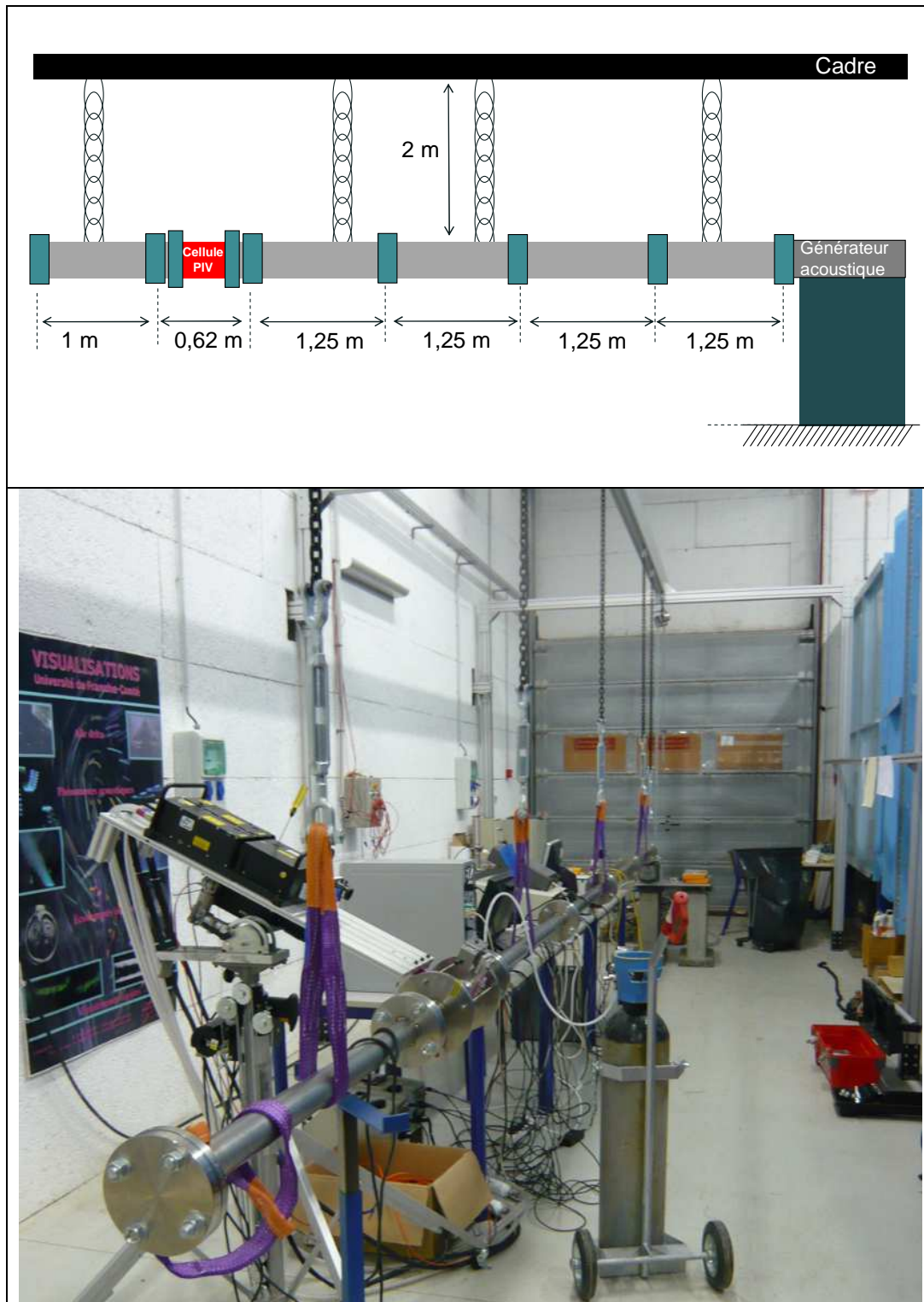


FIGURE 3-3 - Présentations du châssis et du résonateur acoustique. En haut, un schéma de montage du cadre. En bas, une photo de l'installation.

Le résonateur est suspendu à un châssis métallique qui a été conçu au laboratoire pour les besoins de cette thèse. Un cadre de 9 m de long, 3,5 m de large et 3 m de haut sur lequel sont équipés des chaînes, des tendeurs et des sangles est utilisé pour suspendre le résonateur (voir FIGURE 3-3). Les chaînes sont attachées au châssis grâce à des glissières qui peuvent coulisser le long de la poutre principale à l'aplomb du banc (poutre horizontale centrale 9 m).

3.2.1.2 Cellule PIV

Nous rappelons ici que le résonateur est en inox, donc opaque. Il est donc nécessaire d'introduire une section transparente pour pouvoir effectuer nos mesures optiques. Cependant une paroi cylindrique génère une distorsion de la lumière, liée à son rayon de courbure et à l'épaisseur de paroi. Les images enregistrées se trouvent alors déformées et deviennent difficiles à analyser. Le choix d'une section cylindrique ne nous a donc pas paru judicieux et nous nous sommes donc tournés vers une autre solution.



FIGURE 3-4. *Cellule PIV.*

Afin de favoriser l'accès optique, une cellule de mesure à parois planes, solution déjà utilisée au cours d'une précédente thèse a donc été préférée. Le choix ne s'est pas fait de manière aléatoire car cette cellule doit avant tout répondre à plusieurs contraintes. Elle doit d'une part pouvoir s'adapter au résonateur et d'autre part présenter des faces planes transparentes permettant le passage de la nappe laser et autorisant un accès optique pour la caméra. Un changement de section est donc requis. Celui-ci doit s'effectuer de manière progressive (angles faibles) car tout changement brutal de section serait susceptible de créer des effets de streaming supplémentaires et indésirables. De

même, il n'y a pas de modifications de la valeur de la section transversale (la surface de passage est conservée). La FIGURE 3-4 présente un plan 3D de la cellule PIV. La cellule possède trois hublots plans :

- un hublot autorisant l'introduction de la nappe laser venant éclairer l'écoulement,
- un hublot de transmission de la nappe laser vers l'extérieur, opposé au premier,
- et un hublot (perpendiculaire aux deux autres) autorisant la prise de vue.

Le hublot de transmission est situé à l'opposé du hublot d'émission par lequel la nappe laser s'engage dans la veine afin de réduire les réflexions du laser sur une paroi. De cette manière la transmission de la nappe et de presque toute son énergie vers l'extérieur est possible [88].

Néanmoins cette cellule n'ayant pas été dimensionnée à l'origine pour ce résonateur, elle possède un diamètre circulaire légèrement supérieur à celui du résonateur, soit 58 mm. C'est pour cela que deux pièces servant d'adaptation de section de part et d'autre de la cellule ont été créées. Elles permettent les changements de section de manière progressive. La hauteur de la section intérieure de la cellule, en son milieu (section carrée) est de 50,6mm.

Comme on peut le voir sur la FIGURE 3-5 (image de gauche), en haut de l'image, un prisme équipe la cellule PIV. Cet élément optique dévie à 90° la nappe laser vers le hublot supérieur de la cellule. Quant aux hublots et parois solides, ils ont été traités contre la réflexion pour la longueur d'onde de 532 nm (longueur d'onde d'émission du laser). Cela correspond pour les parois à la mise en place d'un traitement spécifique.



FIGURE 3-5 - Cellule PIV. A gauche, la cellule est installée sur le résonateur.
A droite, la cellule n'est pas encore installée sur le résonateur.

De plus amples détails concernant l'étude CFD réalisée afin de déterminer l'influence du changement de section sur l'écoulement, sa fabrication sont présentée dans la thèse de D. Bonnet [88].

3.2.2 Banc d'essai d'un résonateur à section carrée et transparent

3.2.2.1 Le résonateur

Ce second résonateur, de part sa transparence, permet de faire des mesures de vitesses sur l'ensemble de sa longueur et ainsi apporter des compléments d'information à la première étude. Le choix de ce second résonateur s'est fait de manière à répondre à plusieurs critères apparus à l'issue des premières séries de mesures réalisées avec le résonateur en inox. Le choix s'est donc porté sur un résonateur en plexiglas® transparent. L'objectif est de réaliser des mesures optiques sur toute la longueur du tube. Afin de parer aux effets de distorsion de la lumière à travers les parois d'un résonateur de section cylindrique, une section carrée a été préférée. Le matériau choisi, le plexiglas®, soit du pmma (polyméthacrylate de méthyle) coulé, répond aux exigences liées à l'utilisation de la PIV car il offre une très bonne solidité face aux impacts du laser. En outre ce matériau possède une très bonne résistance aux rayons UV et garde indéfiniment ses propriétés mécaniques et sa qualité de transparence. Il est à noter que le plexiglas® (aussi appelé altuglas®) présente une transmission à la longueur d'onde utile supérieure à celle du verre et égale à celle du cristal. C'est un matériau idéal pour l'utilisation de la méthode PIV.

Le résonateur est constitué principalement de deux modules, respectivement longs de deux et trois mètres, ce qui confère à notre résonateur une longueur totale de près de cinq mètres. Il a une section intérieure de 25 cm², soit un côté a de 5 cm. L'épaisseur des parois est de 8 mm.

Une étude réalisée au préalable a permis de mettre en évidence le facteur de qualité du résonateur. Pour cela un balayage en fréquence appliqué sur la plage de valeurs comprises entre 0 et 60 Hz a été effectué. En parallèle une mesure de pression prise à l'extrémité fermée du résonateur permet d'accéder aux valeurs du drive ratio en fonction de la fréquence comme illustré sur la FIGURE 3-6. Cela permet d'avoir accès la valeur de la largeur de la bande passante de la résonance ($f_r - \frac{f_r}{\sqrt{2}} < f_r < f_r + \frac{f_r}{\sqrt{2}}$). Le facteur de qualité est alors de 29 ce qui est assez bon pour un résonateur en plexiglas fonctionnant à basse fréquence. Augmenter la fréquence améliorerait le facteur de qualité. A noter qu'à l'intérieur du résonateur circule de l'air à pression atmosphérique.

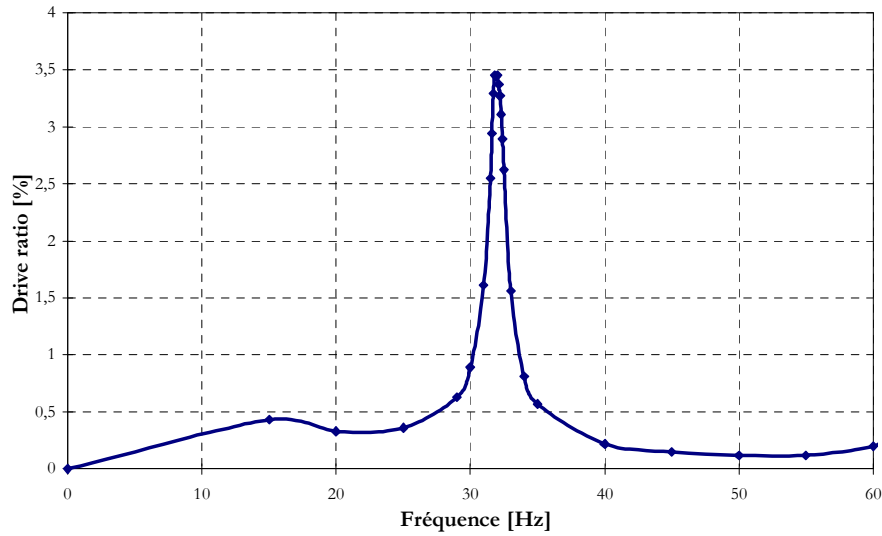


FIGURE 3-6 – Valeurs du drive ratio en fonction de la fréquence.

Afin de pouvoir adapter la source acoustique (voir 3.2.3) sur ce nouveau résonateur, il a fallu créer un module de changement de section. Le piston générant l'onde dans le résonateur étant circulaire, une pièce à la géométrie similaire à la cellule PIV précédente a été réalisée par moulage. Elle a été spécialement étudiée afin de prévenir toute possible modification d'écoulement due au changement de section (voir FIGURE 3-7). La FIGURE 3-8 présente un schéma d'ensemble du résonateur.

Enfin, le résonateur est fixé sur une structure en aluminium, réalisée pour les besoins de cette étude. Le système complet est illustrée sur la photo présentée FIGURE 3-9.

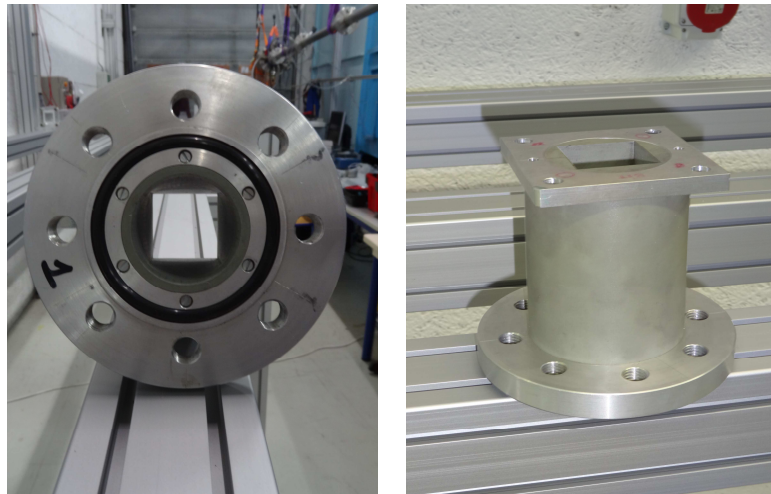


FIGURE 3-7 - *Changement de section.*

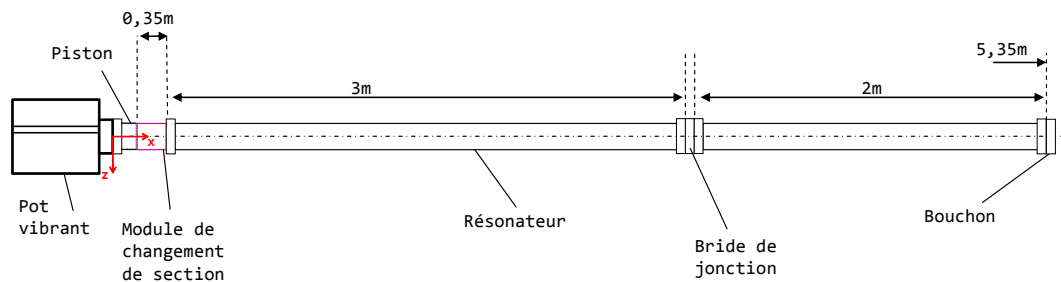


FIGURE 3-8 - *Schéma d'ensemble du résonateur transparent.*



FIGURE 3-9 - *Photo d'ensemble du dispositif expérimental.*

3.2.2.2 Amplificateur acoustique

Un « module thermoacoustique » peut équiper le résonateur précédemment décrit en s'insérant entre les deux longueurs, à la place de la bride de jonction (cf. FIGURE 3-8). Il comprend un stack et deux échangeurs de chaleur, comme illustré sur la FIGURE 3-10.

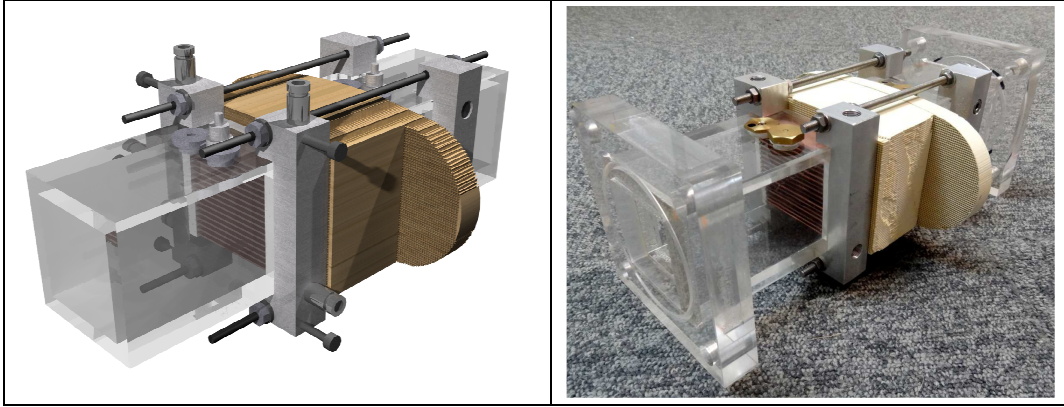


FIGURE 3-10 - *Module d'amplification thermoacoustique.*

Le stack peut revêtir beaucoup d'aspects. Il existe en effet de nombreuses géométries telles que les géométries à plaques parallèles, à pores circulaires, carrés ou triangulaires, à tableaux de broches (« pin array »), etc. Face à ce large choix, tant en quantité de géométries qu'en quantité de matériaux possibles, certaines études s'attachent alors à caractériser différents stack utilisés dans le design de machines thermoacoustiques. C'est le cas de Tijani et al. [20] et Abduljalil et al. [91] qui cherchent à optimiser le fonctionnement des machines en intervenant sur les matériaux. Ces derniers montrent que les céramiques offrent une meilleure performance.

Le stack utilisé pour cette thèse est un bloc de cordiérite, une céramique à pores carrés utilisé généralement dans l'industrie automobile, notamment pour les pots catalytiques. Ce matériau répond aux impératifs de la thermoacoustique, à savoir une faible conductivité thermique de 1,5 à 2,5 W.m⁻¹.K⁻¹ (néanmoins plus grande que celle du fluide utilisé, l'air) et une capacité thermique plus élevée (1000 à 1200 J.kg⁻¹.K⁻¹) que l'air. De plus il a l'avantage de pouvoir résister à de forts gradients de température. Il présente une porosité de 61% avec une densité de 61 pores par centimètre carré, d'un diamètre hydraulique d'un millimètre. L'aspect de la structure et l'échelle des pores sont présentés sur la FIGURE 3-11. Un calcul de la couche limite thermique à la fréquence de résonance du résonateur, soit 32 Hz, montre que le diamètre hydraulique des pores est de l'ordre de 2 fois l'épaisseur de couche limite thermique, condition nécessaire au fonctionnement de machines thermoacoustiques à ondes stationnaires.

En effet, en utilisant les valeurs données par le TABLEAU 1-1 (voir le chapitre 1), on trouve :

$$2\delta_{\lambda} = 2\sqrt{\frac{2\lambda}{\rho C_p \omega}} \quad (3.6)$$

$$2\delta_{\kappa} = 0,90mm$$

soit 10% d'écart avec la valeur du diamètre hydraulique du stack.

Quant à la longueur du stack, elle est de 6cm, autrement dit plus grand que le déplacement particulaire maximum de 3cm comme cela se fait dans la pratique. Ce dernier a été calculé à partir de la formule suivante :

$$x_{\max} = \frac{2U_a}{\omega} \quad (3.7)$$

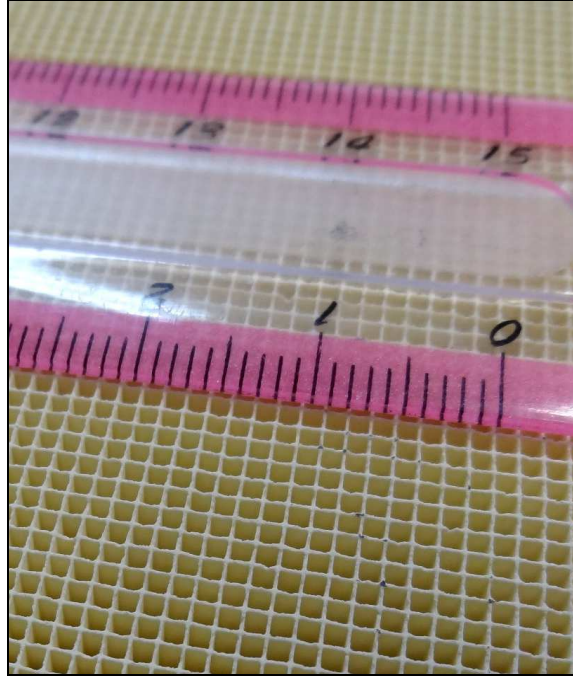


FIGURE 3-11 - Pores d'un bloc de cordiérite.

L'échangeur de chaleur chaud est lui aussi constitué de cordiérite à laquelle on a adjoint du fil chauffant bobiné autour des cavités de la céramique.

Quant à l'échangeur de chaleur froid, il consiste en deux pièces en aluminium entre lesquelles s'insèrent des plaques de cuivres d'un millimètre d'épaisseur. Les plaques sont espacées de 2mm, ce qui confère à l'échangeur une porosité de 68%, proche de celle du stack. Ainsi les éventuels problèmes de passage et/ou blocage de fluide de l'échangeur au stack sont évités autant que possible. Pour assurer le refroidissement, de l'eau froide circule au sein des pièces en aluminium.

La FIGURE 3-12 montre une photo de chaque échangeur.

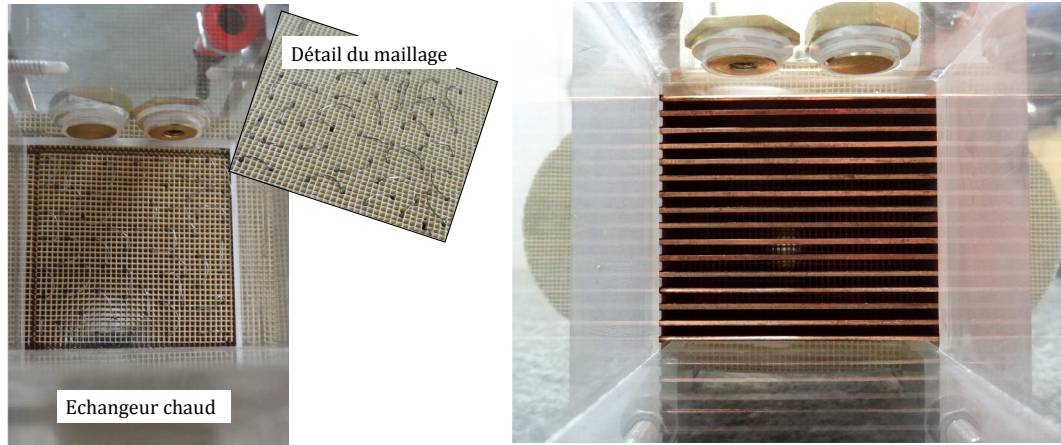


FIGURE 3-12 - *Echangeurs de chaleur.*

*A gauche : échangeur chaud,
à droite : échangeur froid.*

3.2.3 Excitateur acoustique

Les résonateurs sont excités par un pot vibrant LDS (Ling Dynamic Systems V450/1 – PA 500L) équipé d'un piston dont le diamètre est égal à 56,3 mm. Il a été choisi en tant qu'actionneur pour des raisons de fiabilité compte tenu de ses paramètres de fonctionnement qui permettent de fournir autant que possible des ondes mono-fréquence et ainsi ne pas altérer les mesures par des effets acoustiques parasites (i.e. par des fréquences harmoniques). La FIGURE 3-13 illustre les faibles amplitudes des harmoniques dans le signal délivré par le pot vibrant. La course du piston, la fréquence (dans la gamme de 5 Hz à 7500 Hz) ou encore la valeur de l'accélération du piston peuvent être ajustées. Il est connecté aux résonateurs de manière rigide : deux brides sont maintenues serrées par des vis/écrous (un joint torique séparant les deux brides).

Une étude reliant la valeur du drive ratio de l'écoulement et la course du piston a été réalisée avec le second résonateur. Elle met en évidence la relation linéaire entre les deux paramètres tel que présenté sur la FIGURE 3-14 suivante.

La FIGURE 3-15 présente le circuit de commande du pot vibrant. Le signal de commande est envoyé au pot vibrant par l'intermédiaire d'un amplificateur. Un ventilateur est utilisé pour le refroidissement de l'ensemble. Le système pouvant fonctionner en circuit fermé, le signal de la boucle de retour est fourni par un accéléromètre fixé sur le piston du pot vibrant. Notons que le signal de contrôle du pot vibrant S est renvoyé sur l'ordinateur qui enregistre les signaux de tensions et de températures via un châssis d'acquisition. Ce même signal S sert aussi à générer un signal TTL (Transistor Transistor Logic) grâce au générateur de TTL Stanford Model DG535 qui est également connecté au châssis.

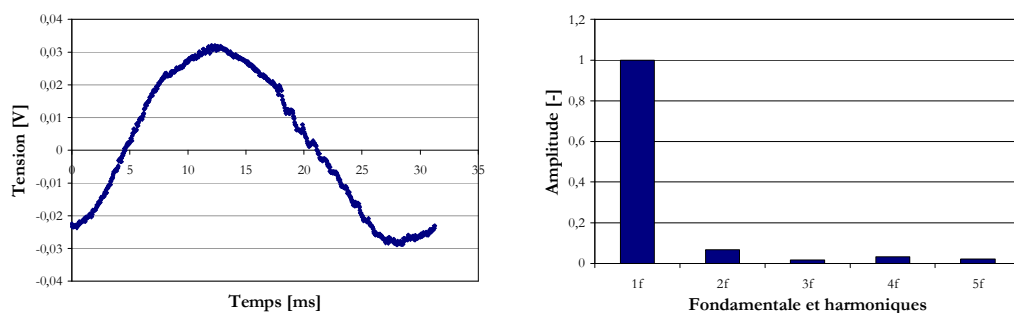


FIGURE 3-13 - Signal délivré par le pot vibrant à faible débattement (à gauche) et spectre fréquentiel associé (à droite).

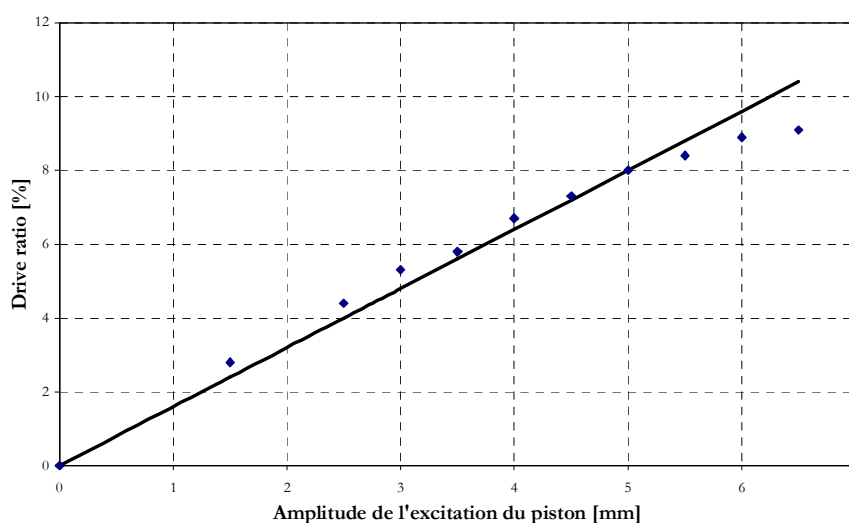


FIGURE 3-14 - Drive ratio fonction de l'amplitude de l'excitation du piston.

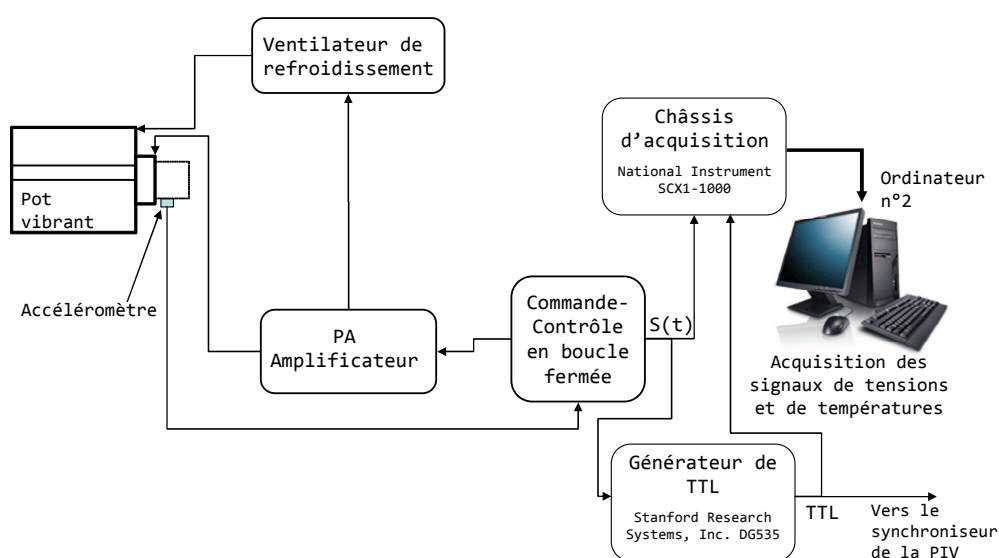


FIGURE 3-15 - Circuit de commande du pot vibrant.

Un second générateur acoustique est également disponible et fut un temps utilisé. Il s'agit aussi d'un actionneur mécanique mais de type bielle manivelle dont les caractéristiques sont les suivantes :

- diamètre de piston : 48 mm
- gamme de fréquence : 5-90 Hz
- course maximale : 40 mm

Capable de fournir des amplitudes supérieures à celles obtenues avec le pot vibrant LDS, ce compresseur mécanique est utile lorsque l'on souhaite obtenir des « drive ratio » élevés. Cependant il produit des signaux très bruités, déformés, peu utilisables. Ces deux actionneurs sont visibles disposés côte à côte sur la FIGURE 3-16.



FIGURE 3-16. *Pot Vibrant LDS (en rouge) et compresseur mécanique (en bleu)*

3.2.4 Instrumentation PIV

3.2.4.1 Matériel optique

L'instrumentation optique de la PIV se résume à une caméra CCD qui sert à l'acquisition des images et à un laser utilisé comme source lumineuse. Selon la géométrie étudiée le matériel diffère. Il est présenté ci-après.

Résonateur à section circulaire

Le laser est un laser 200mJ Nd :Yag multipulse (Quantel, de longueur d'onde 532nm). Il s'agit d'un laser double cavités qui a l'avantage de pouvoir émettre des impulsions lumineuses. Les deux cavités sont associées à un module

de recombinaison des faisceaux qui permet de rediriger les impulsions sur un même axe optique. Ce laser impulsif permet de délivrer une énergie de 200mJ par impulsion sur une durée de 8 ns³. La longueur d'onde naturellement émise est située dans l'infrarouge à 1064 nm. Un doubleur de fréquence est alors utilisé pour obtenir une émission dont la longueur d'onde est de 532 nm, située dans le visible (émission de couleur verte). La fréquence des pulses laser peut atteindre 15 Hz. A la source lumineuse s'ajoute une série de composants optiques :

- lentille cylindrique
- lentille sphérique

permettant de réaliser des nappes laser à partir du faisceau. La lentille cylindrique transforme le faisceau laser en nappe lumineuse plane tandis que la lentille sphérique est utilisée pour agir sur l'épaisseur de la nappe. En jouant sur la distance focale de chacune des lentilles, on fixe la hauteur du plan et son épaisseur.

La nappe laser est envoyée sur le prisme de renvoi à 90° vers la fenêtre supérieure de la cellule PIV et éclaire ainsi un plan vertical dans le résonateur (FIGURE 3-17). Les images fournies par la caméra sont enregistrées à une fréquence de 3,63Hz. La caméra est connectée à un synchroniseur/trigger (LaserPulse Synchronizer – Model 610034 TSI) qui à partir du signal reçu par le générateur de TTL gère le déclenchement de l'acquisition des images de la PIV, synchronisant les mesures avec l'onde acoustique. Le synchroniseur pilote à la fois la caméra et le laser, suivant un chronogramme généré par l'utilisateur, via un ordinateur (que nous appellerons simplement Ordinateur n°1) dédié uniquement à l'acquisition des images de la PIV. Le synchroniseur produit un signal qui déclenchera les pulses (flashes lampes puis Q-Switch) du laser ainsi que l'ouverture de la caméra.

Le laser est fixé sur une plaque qui s'adapte sur un trépied par l'intermédiaire d'une rotule. Sous cette plaque, la caméra (PivCam 13-8 TSI) d'une résolution de 1280x1024 pixels est montée à l'envers comme cela est visible sur la FIGURE 3-18. Le pied est réglable sur les trois axes x, y et z. La rotule fixée sur la partie supérieure du pied autorise trois axes de rotations supplémentaires.

³ Il peut atteindre une puissance instantanée de 25MW. Il est classé comme laser de classe 4, catégorie la plus élevée concernant la dangerosité des lasers.

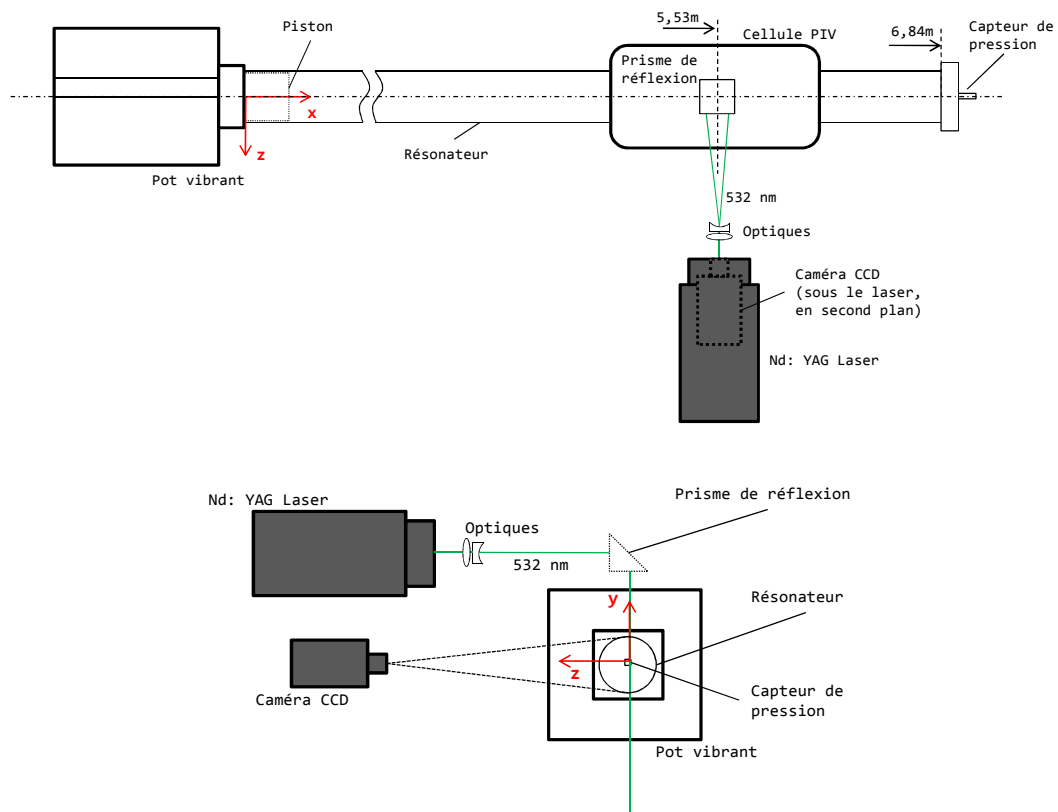


FIGURE 3-17 - Illustration du système optique PIV présentant une vue du dessus (en haut) et une vue de côté (en bas).

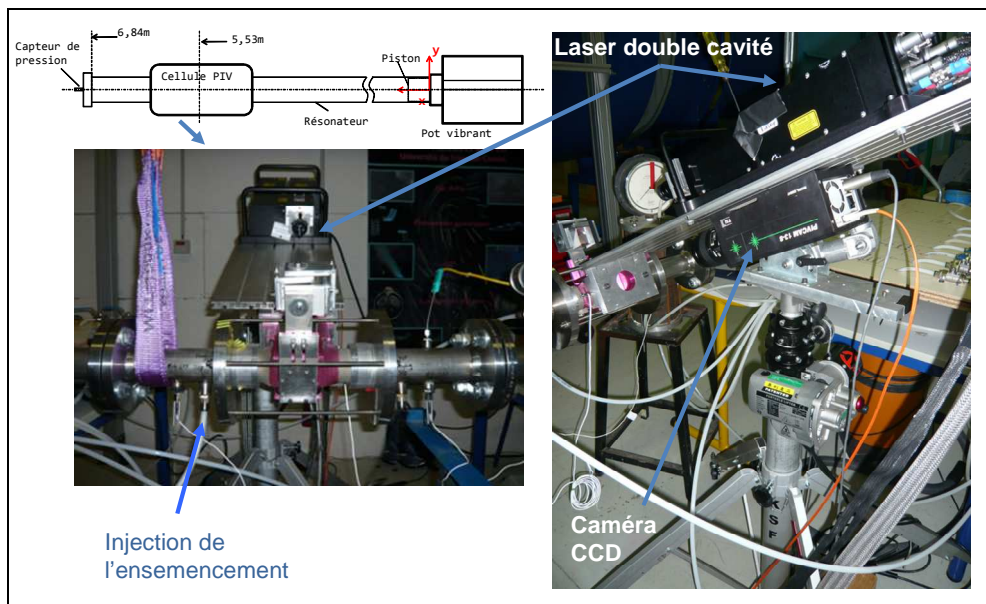


FIGURE 3-18 - Instrumentation et module de mesure PIV.

Résonateur à section carrée

Le matériel utilisé diffère légèrement du précédent. Afin d'agrandir le champ d'observation à l'intérieur du résonateur, une nouvelle caméra (TSI POWERVIEW™ Plus) possédant une résolution de onze millions de pixels (4008x2672) bien meilleure que la précédente a été choisie. L'émission est réalisée à l'aide d'un laser Nd :Yag multipulse 200mJ de la marque Quantel, (Evergreen de longueur d'onde 532nm). Puis deux montages optiques particuliers ont été pensés puis conçus.

Réception des images

Le résonateur offre la possibilité optique de caractériser l'écoulement sur la totalité de sa longueur. Cependant, afin de limiter le nombre de mesures par PIV nécessaires pour couvrir cette distance, un montage optique particulier a été défini.

Grâce à ce système coulissant sur le résonateur, il est possible d'observer et de mesurer simultanément par PIV deux régions du résonateur. Ces deux régions ne sont pas juxtaposées ; elles sont en fait espacées de 20 cm, et couvrent chacune un champ de 22 cm. Grâce à plusieurs miroirs dont l'orientation a été choisie consciencieusement, les images du plan lumineux éclairé par le laser sont réfléchies successivement avant d'être enregistrées simultanément par la caméra (reliée au système coulissant), tel que l'illustre sur la FIGURE 3-19. Il faut veiller à ce que ces deux zones ne se recouvrent pas sur la matrice CCD. Les longueurs des chemins optiques permettent de respecter ces contraintes en assurant une distance focale identique sur les deux images. L'alignement des optiques réalisé au laboratoire doit donc être très précis afin d'obtenir sur un même CCD deux images nettes de deux régions différentes de l'écoulement. Sur les images enregistrées par la caméra on retrouve alors les deux zones caractérisant chacune une région du résonateur.

La FIGURE 3-20 montre un exemple d'une image PIV avec les deux zones d'intérêt. On voit que ces zones sont reportées sur la matrice l'une au dessus de l'autre. La région se situant dans la zone haute de l'image est correctement orientée par rapport au pot vibrant tandis que la région basse de l'image doit effectuer une rotation de 180° pour retrouver une orientation correcte. Les dimensions des champs obtenus sont de l'ordre de 50x210 mm.

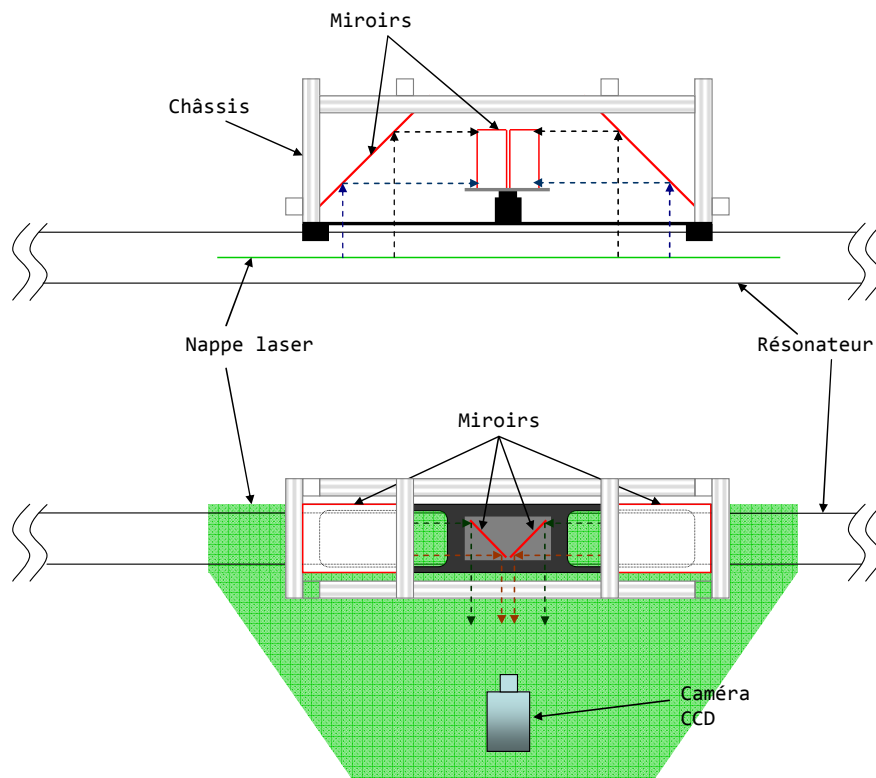


FIGURE 3-19 - Schémas du montage du système de réception des images.
En haut, une vue de face ; en bas, une vue du dessus.

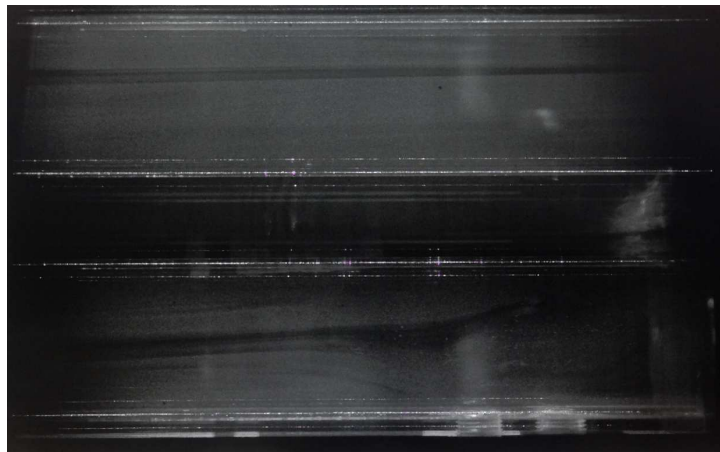


FIGURE 3-20 - Exemple d'image PIV montrant l'écoulement ensemené dans deux portions du résonateur (en haut et en bas de l'image).

Génération de la nappe laser

Un nouveau montage optique est nécessaire pour créer une nappe laser permettant de couvrir 60 cm de longueur dans la veine (comme illustré sur la FIGURE 3-19 précédente), longueur nécessaire pour couvrir le champ total observable par la caméra. Ce système doit notamment pouvoir coulisser parallèlement au résonateur afin de ne pas avoir à systématiquement refaire les réglages optiques lors du passage d'une section à l'autre. D'autres contraintes se rajoutent au cahier des charges :

- avoir une profondeur de champ suffisamment longue et supérieur à la largeur de la veine sonore
- avoir une épaisseur de nappe de l'ordre du millimètre ce qui permet d'optimiser les mesures par PIV

La FIGURE 3-21 illustre le montage choisi. Le laser est fixé parallèlement au résonateur sur une plaque qui coulisse sur deux barres horizontales en aluminium grâce à des patins. Placée dans l'axe du faisceau laser, une série d'optiques permet de créer et d'ajuster la nappe puis de l'orienter à 90° en direction du résonateur. Un couple de lentilles sphériques de longueurs focales respectives de 2000 mm et 1000 mm focalise la nappe et permet d'obtenir une profondeur de champ supérieure à 50 mm. Puis à nouveau deux lentilles, cette fois-ci cylindriques (de longueurs focales de -19 mm), permettent d'étaler le faisceau et de créer la nappe dans un plan horizontal. Ces quatre lentilles sont solidaires grâce à un système qui maintient leurs axes optiques alignés. Un prisme permet d'orienter la nappe en direction du résonateur. La lentille cylindrique étale plus largement que nécessaire la nappe sur la largeur de 60 cm. La FIGURE 3-21 illustre la partie optique du montage. Une distance de 730mm entre l'axe de sortie du faisceau laser et l'axe longitudinal (Ox) du résonateur est nécessaire pour obtenir une épaisseur de nappe de l'ordre du mm. D'autres photos sont visibles dans l'annexe B.

Le montage de la réception d'images et le montage d'émission laser sont liés de manière à coulisser solidairement le long du résonateur.

Quatorze séries de mesures seront nécessaires pour couvrir le résonateur.

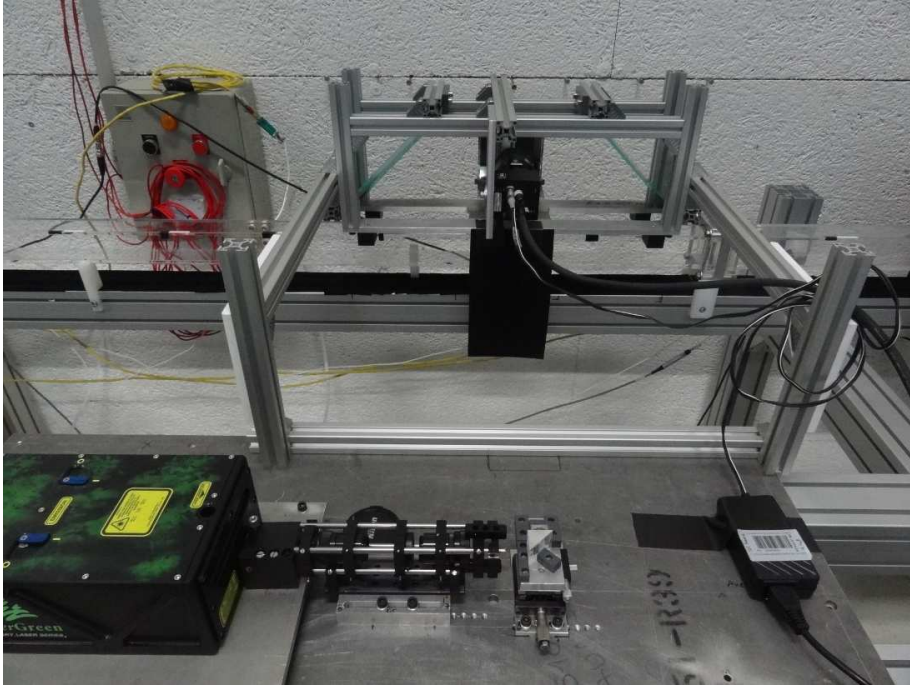


FIGURE 3-21 - En bas de l'image, montage générant la nappe laser avec le laser à gauche. En haut de l'image, montage optique de réception des images.

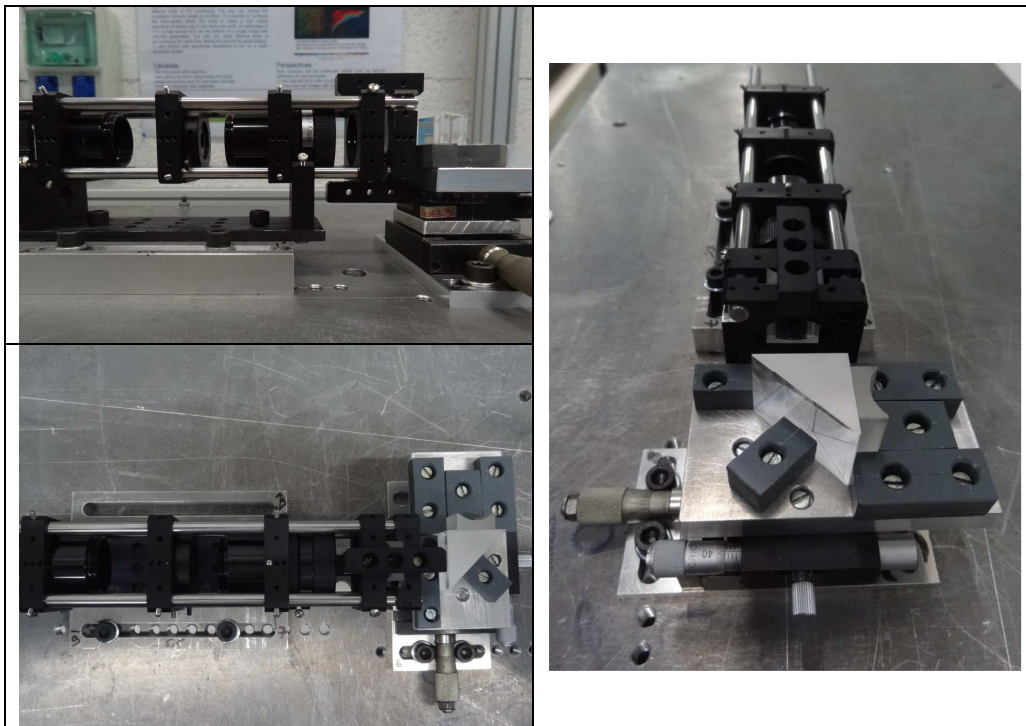


FIGURE 3-22 - Montage optique permettant la création et l'ajustement des paramètres de la nappe laser.

3.2.4.2 Ensemencement

Un générateur d'aérosol (TOPAS ATM 210) est utilisé pour l'ensemencement en particules, réalisé avec du DEHS (Di-2-Ethylhexyl-Sebacat) dont les caractéristiques physiques sont présentée dans le TABLEAU 3-1.

La taille des gouttelettes produites est de l'ordre de 0,3 μm . Elles ont l'avantage de s'évaporer complètement au bout de 4h empêchant ainsi l'encrassement du résonateur.

Nom	Di-2-Ethylhexyl-Sebacat
Formule chimique	$\text{C}_{26}\text{H}_{50}\text{O}_4$
Masse molaire	426,69g/mol
Viscosité dynamique	0,023Pa.s
Viscosité cinématique	25,16mm ² /s
Densité	914kg/m ³
Point de fusion	225K (-48°C)
Point d'ébullition	485K (212°C)
Pression de vapeur saturante	<1Pa
Point d'éclair	>383K (>110°C)
Diamètre	0,3 μm

TABLEAU 3-1 - *Caractéristiques physiques du DEHS.*

Plusieurs vannes contrôlent l'ensemencement et l'injection dans le résonateur (voir FIGURE 3-23). La chambre principale de l'ensemenceur est capable de supporter une pression allant jusqu'à 10 bars et permet l'homogénéisation du mélange gaz-particules avant l'injection dans la zone de mesure [19]. Comme indiqué sur la FIGURE 3-23, l'ensemencement est réalisé à proximité de la cellule destinée à la visualisation par voie optique. Néanmoins avant chaque opération d'enregistrement d'images par PIV, un délai d'attente d'une quinzaine de minutes est à respecter afin de permettre l'homogénéisation des particules dans le résonateur, et en particulier autour de la cellule de mesure.

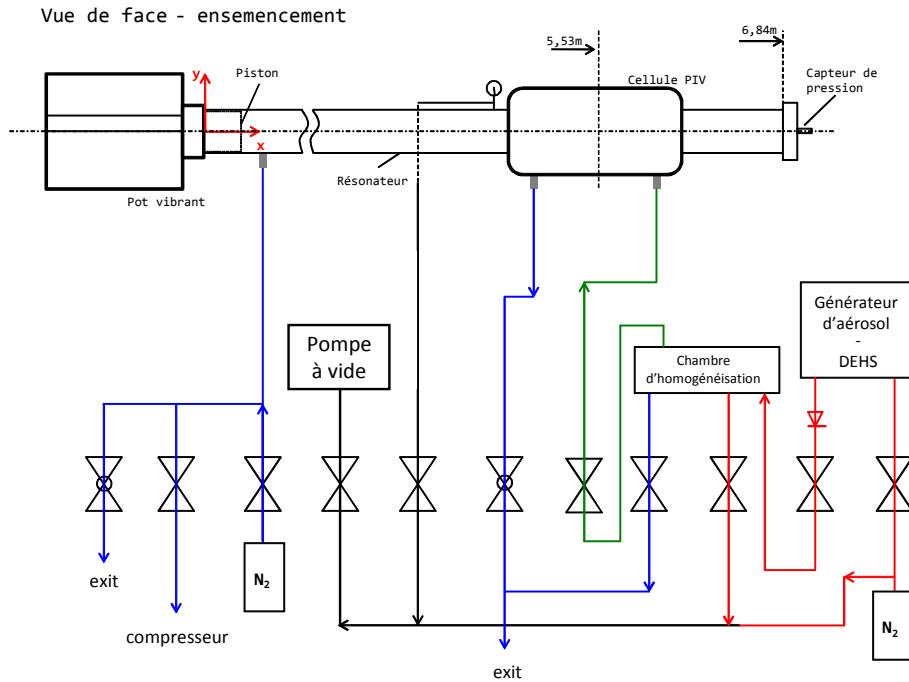


FIGURE 3-23 - *Principe du système d'ensemencement.*

3.2.5 Instrumentation complémentaire

3.2.5.1 Résonateur à section circulaire

En marge de la PIV, des mesures de température et de pression sont effectuées. En plus de l'équipement PIV, le résonateur est donc équipé de capteurs de pression et de température (cf. FIGURE 3-24). Les capteurs de pression sont au nombre de six. Cinq capteurs dynamiques de pression dont quatre capteurs Kulite® :

- 2 WCT-312M de 3,5 bars (n°1 et n°4)
- 1 WCT-312M de 7 bars (n°3)
- 1 XTEL-190M de 3,5 bars (visibles sur la FIGURE 3-25) (n°2)

sont connectés à un châssis d'acquisition National Instrument (Ni SCX1-1000) par l'intermédiaire d'un amplificateur délivrant une gamme de tension comprise entre 0 et 10V. Un capteur rapide de pression Endevco® et un capteur de pression moyenne de la marque Keller® de gamme 20 bars maximum complètent le jeu de capteur de pression. Un thermocouple de type K fournit la température moyenne au sein de la cellule PIV. L'ensemble des signaux est enregistré (comme illustré sur la FIGURE 3-26) à une fréquence d'échantillonnage de 15KHz. Un second ordinateur (simplement nommé Ordinateur n°2) sert uniquement à l'acquisition des divers signaux. Le drive ratio est calculé à partir de la mesure de pression prise au bouchon du résonateur (extrémité fermée, capteur n°4). Le

tableau suivant (TABLEAU 3-2) résume l'ensemble des signaux connectés au châssis d'acquisition Ni SCX1-1000. On trouve les six capteurs de pression (P1 à P6), le signal de contrôle-commande du pot vibrant S , le signal TTL généré à partir de S , le Q-Switch1 de la PIV et enfin la température T1.

Signaux de tension	P1	P2	P3	P4	P5	P6	S	TTL	QSW1
Signaux de température	T1								

TABLEAU 3-2 - *Ensemble des signaux connectés au châssis d'acquisition Ni SCX1-1000.*

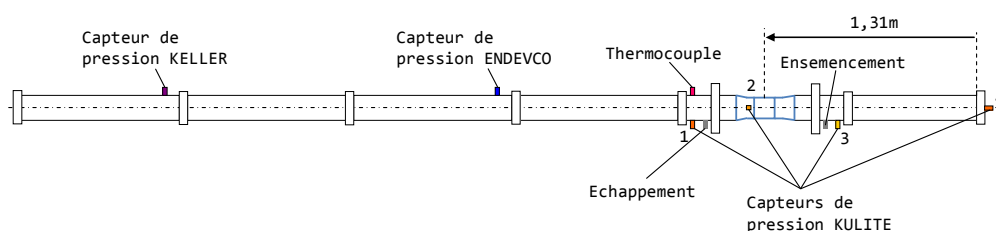


FIGURE 3-24 - *Position des capteurs de température et de pression sur le résonateur.*



FIGURE 3-25 - *Capteur KULITE XTEL-190.*

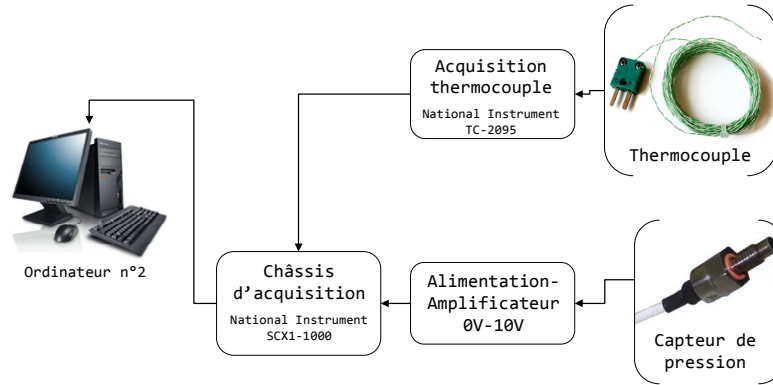


FIGURE 3-26 - *Processus d'acquisition des signaux de pression et de température.*

3.2.5.2 Résonateur à section carrée

L'ensemble de l'écoulement dans le résonateur est ici étudié. C'est pourquoi des prises de mesures furent créées et réparties uniformément le long du résonateur. Etant donné le caractère fragile du système résonant et de manière à pérenniser toutefois son utilisation, ces accès consistent en des « stations d'accueil » présentant 4 taraudages dont les positions sont figées sur le résonateur. Puis des adaptateurs, dont on a veillé à ce qu'ils soient insérés de manière à affleurer la surface intérieure du résonateur pour ne pas générer de perturbations dans l'écoulement, permettent d'accueillir les différents capteurs. Pour les prises laissées vacantes, des bouchons permettent d'obturer les orifices non utilisés. La FIGURE 3-27 illustre ces explications. La FIGURE 3-28 présente la répartition des cinq stations d'accueil le long du résonateur.

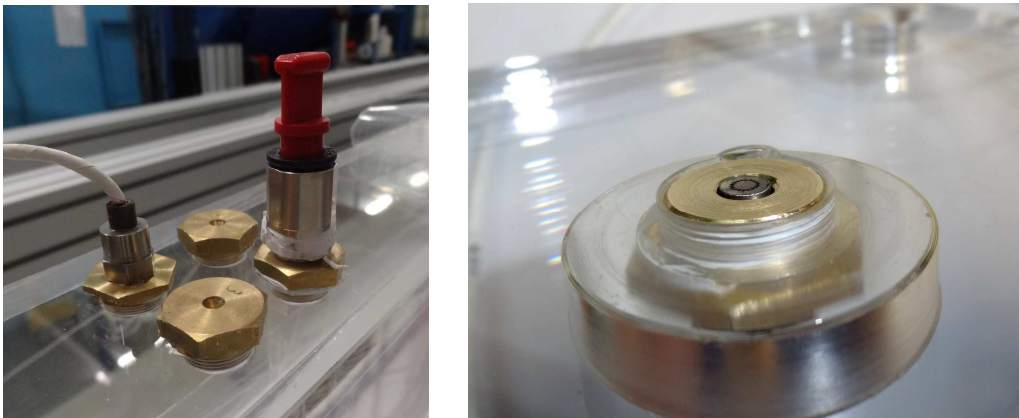


FIGURE 3-27 – *Une station d'accueil réalisée sur le résonateur. Un capteur de pression et une entrée pour l'ensemencement PIV sont déjà installés. La vue de droite montre l'aspect « affleurant » du capteur.*

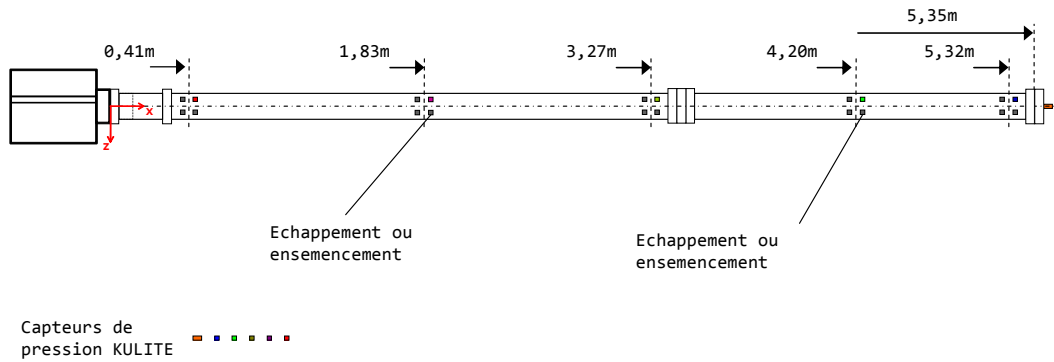


FIGURE 3-28 - *Schéma de répartition des stations d'accueil.*

Il y a donc six capteurs de pression répartis sur le résonateur :

- un capteur par station d'accueil,
- un capteur à l'axe de l'extrémité fermée du résonateur

Il s'agit également de capteurs dynamiques de pression de la marque Kulite®. Six capteurs XTEL-190M dont la plage est 3,5 bars absolus (visibles sur la FIGURE 3-29) sont raccordés au châssis d'acquisition National Instrument (Ni SCX1-1000) comme présenté sur la FIGURE 3-26. Le drive ratio est calculé à partir de la mesure de pression prise au bouchon du résonateur (extrémité fermée). Un thermocouple commercial de type K fournit la température ambiante de la pièce. Quatre autres microthermocouples (de type K), qui ont été réalisés au laboratoire [92], ont été répartis le long du résonateur. Ils sont insérés dans un corps de vis standard M8 afin de pouvoir se fixer sur les stations d'accueil facilement (cf. FIGURE 3-30). Ils sont affleurants au fluide et fournissent donc une température du fluide à la paroi du résonateur et non pas au centre de l'écoulement. La FIGURE 3-31 présente la répartition des thermocouples sur le résonateur.

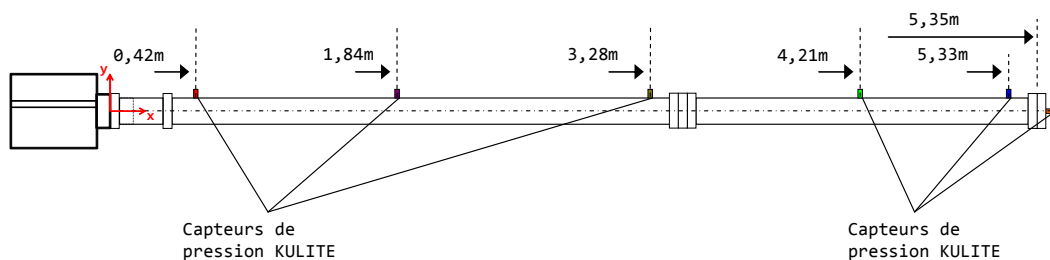


FIGURE 3-29 - *Position des capteurs de pression sur le résonateur.*



FIGURE 3-30 - *Thermocouple de type K conçu au laboratoire.*

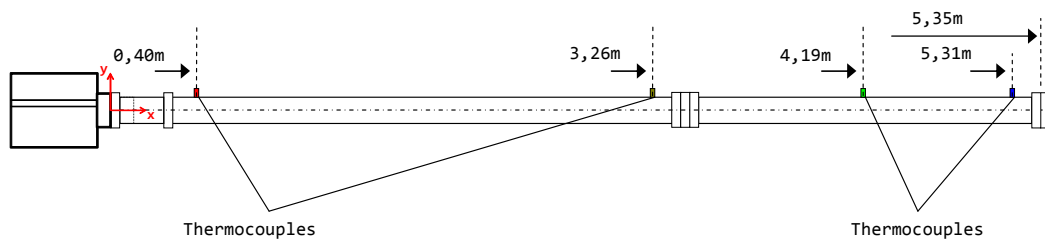


FIGURE 3-31 - *Position des thermocouples sur le résonateur.*

3.3 Méthodologie

3.3.1 Protocole PIV

La synchronisation des mesures est primordiale si l'on souhaite étudier chaque phase du signal et représenter l'évolution des grandeurs physiques au cours d'un cycle acoustique. L'enregistrement d'une paire d'images et le déclenchement des impulsions laser est réalisé de manière synchrone avec le front montant d'un signal TTL généré à partir du signal de l'accéléromètre du pot vibrant.

Deux méthodes ont été envisagées. Pour obtenir une mesure directe du streaming de Rayleigh, une première méthode consistant à obtenir deux images consécutives espacées d'un temps $1/f_r$ correspondant à la période acoustique T_{ac} a été mise en œuvre. En effet dans les écoulements purement sinusoïdaux, une particule dont la position a été enregistrée à un temps t doit retrouver la même position au temps $t + \frac{1}{f_r}$. Les images de PIV correspondantes sont alors

théoriquement identiques. Toutefois si le streaming se produit, en raison de sa vitesse moyenne temporelle périodique non nulle, les particules ne retrouvent pas

leur position initiale et au contraire se déplacent d'une distance $\frac{u_2}{f_r}$ au cours d'une

période. En corrélant deux images prises à un temps $1/f_r$ d'intervalle, on obtient alors directement la vitesse désirée du streaming. Cependant cette méthode s'est révélée difficile à mettre en pratique, en particulier lorsque les effets non linéaires sont très marqués. Une seconde méthode a donc été privilégiée.

Pour réaliser la synchronisation, un chronogramme est défini par l'utilisateur, spécifiant certains paramètres caractéristiques. Le logiciel commercial Insight 3G© avec lequel est réalisée l'acquisition des images permet en effet de contrôler différents paramètres :

- le LPD (i.e. Laser Pulse Delay) : temps entre l'ordre de déclenchement de l'acquisition (auquel on ajoute un éventuel retard) et le premier pulse laser, ici $220 \mu s$ (1^{er} résonateur) ou $404 \mu s$ (2nd résonateur)
- le Δt : temps séparant deux pulses laser, ici $25 \mu s$
- la PIV-Cam fréquence : fréquence d'acquisition de chaque paire d'images (ici $3,63 \text{ Hz}$, qui est le maximum autorisé par la caméra).

Ces paramètres définissent le chronogramme représenté sur la FIGURE 3-32. Afin qu'à chaque image corresponde une intensité lumineuse, la valeur du Laser Pulse Delay est fixée de manière à déclencher le premier pulse laser pendant l'acquisition de la première image (précisément à la fin, i.e. à la fin de l'ouverture de l'obturateur de la caméra). Le second pulse laser est déclenché au

début de l'acquisition de la deuxième image. Le Δt est de $25 \mu s$ permettant de respecter les critères qui garantissent une bonne corrélation entre les images.

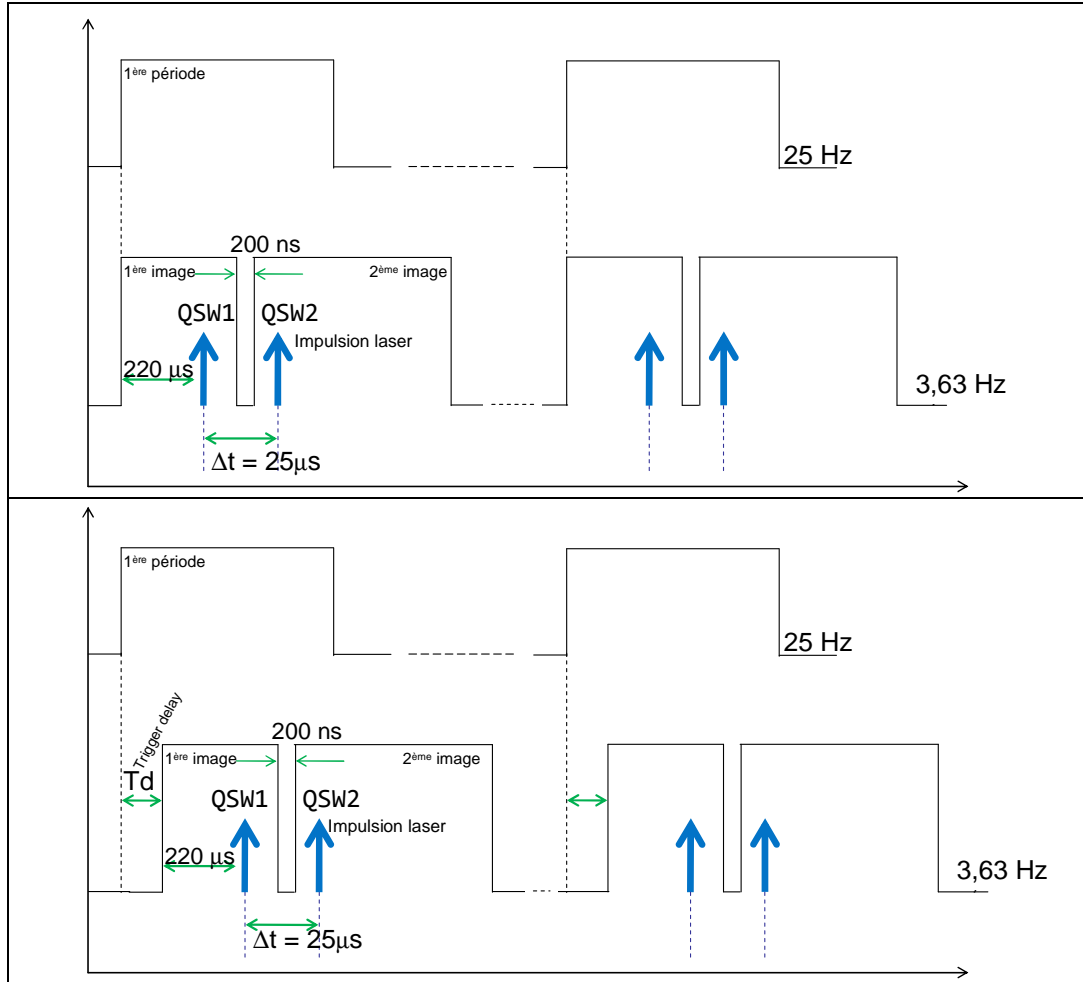


FIGURE 3-32 - Chronogramme PIV. En haut, le chronogramme déclenche l'acquisition de manière à synchroniser les mesures avec la phase 1 du signal, arbitrairement défini au front montant du signal TTL de contrôle du pot vibrant. En bas, le chronogramme déclenche l'acquisition quelques millisecondes plus tard, précisées par le Trigger delay.

Les études réalisées par PIV montrent généralement que le critère suivant (équation 3.8) doit être respecté afin d'estimer correctement le déplacement des particules.

$$\frac{1}{2} \frac{d_{pix}}{|u_a|} < \Delta t < \frac{0,12}{f_r} \quad (3.8)$$

Ce temps est suffisamment bref pour estimer que la vitesse obtenue est instantanée, comme cela est illustré sur la FIGURE 3-33. Il est de même suffisamment grand pour pouvoir observer un déplacement notable des particules pendant ce laps de temps. De manière générale, ce temps doit être choisi afin que le déplacement effectué par les particules en pixel (d_{pix}) ne dépasse pas le quart de la taille de la fenêtre d'interrogation. Ainsi le résultat de la corrélation représente correctement le déplacement.

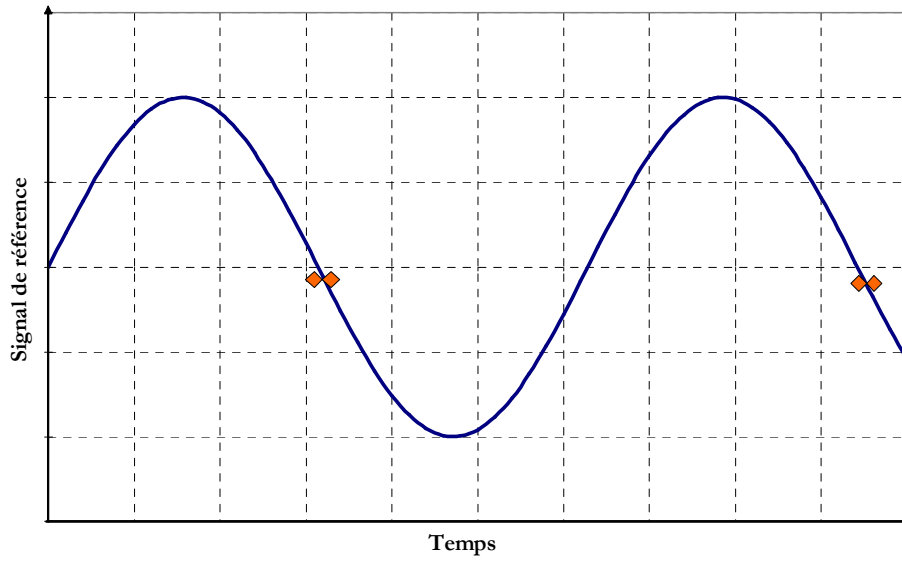


FIGURE 3-33 – *Diagramme représentant les séquences des impulsions laser (losange orange) de l'acquisition PIV.*

On souhaite étudier l'ensemble du cycle acoustique. Pour cela une période a été divisée en phases, comme détaillé sur la FIGURE 3-34, lesquelles seront toutes étudiées. Cela permet de retracer le plus fidèlement possible le signal acoustique tout en évitant un nombre trop important de mesures. En effet ceci entraînerait un temps de traitement trop important, sachant que cinquante paires d'images sont déjà enregistrées par phase, ce qui mène donc à plus de mille images à traiter par série. Le déclenchement de la PIV se produit sur le front montant du signal TTL généré à partir du signal acoustique (voir FIGURE 3-31). Afin d'étudier chaque phase du signal acoustique, il est nécessaire de retarder le déclenchement de l'acquisition. Ainsi le déclenchement de l'acquisition est synchronisé avec chaque phase. La FIGURE 3-32 illustre le procédé avec la définition d'un nouveau paramètre : le trigger delay (T_d). Dans notre

configuration, la valeur du trigger delay a tout d'abord été fixée à 2 ms puis incrémentée avec un pas de 2 ms. Cela permet de balayer l'ensemble de la période acoustique.

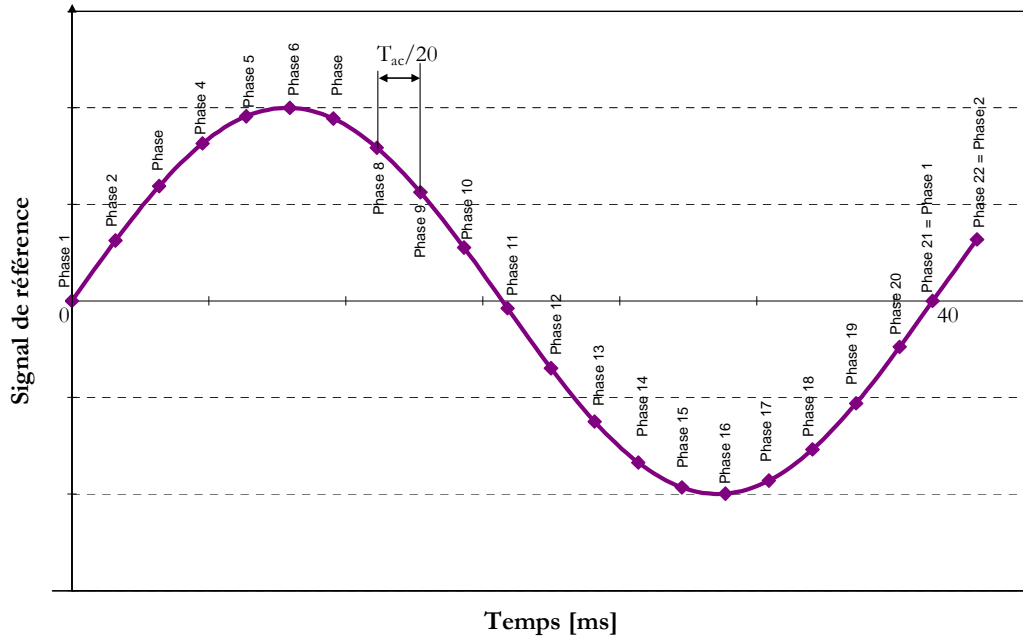


FIGURE 3-34 - *Découpage par phase du signal acoustique.*

Avant d'effectuer le traitement d'images par la fonction d'intercorrélation et de calculer les champs de vecteurs vitesse, divers processus d'amélioration de qualité des images peuvent être réalisés au préalable. Dans la pratique, les traitements suivants sont appliqués à chaque image afin d'obtenir un champ de vecteurs vitesse plus précis. Cela comprend :

- (i) *Soustraction du fond* : La qualité des images PIV a une influence sur la corrélation croisée réalisée par le logiciel PIV. Chaque image a un niveau de bruit qui peut être atténué en soustrayant « l'image de fond ». Cela consiste à prendre plusieurs images sans ensemencement dont on fait la moyenne pixel à pixel. L'image résultante est considérée comme le bruit ambiant qui sera alors soustrait de toutes les images PIV acquises.
- (ii) *Définition d'un masque* : Cela permet de définir la zone d'intérêt. Les images sont rognées pour se concentrer seulement sur les régions de l'image à étudier.
- (iii) *Des filtres* peuvent être appliqués après l'intercorrélation pour éliminer tous les vecteurs paraissant faux ou improbables.

Après la soustraction du fond, et afin d'éliminer certaines zones de l'image (les bords notamment) où des réflexions du laser sont visibles ou pour sélectionner les zones d'intérêt uniquement, un masque est défini. Pour une phase donnée, cinquante paires d'images prétraitées sont alors prêtes à être corrélées. Le logiciel Insight 3G© effectue cette opération.

Pour ce faire, des fenêtres d'interrogation sont définies. Leur taille est fixée par rapport au déplacement accompli par les particules. Ces fenêtres sont identiques d'une image à l'autre. Dans notre configuration, la taille de la zone d'interrogation est de 16x16 pixels et la taille de la zone de recherche a été fixée à 32x32 pixels. Un vecteur vitesse est associé à chaque fenêtre d'interrogation. La calibration spatiale préalablement réalisée est alors appliquée à chaque vecteur. Dans nos cas d'étude, les sensibilités étaient de 44,21µm/pixel (résonateur opaque) et 57,8µm/pixel (résonateur transparent). En balayant toutes les zones d'interrogation, il en résulte un champ instantané de vecteurs de la vitesse acoustique (cinquante par phase). Ensuite, les étapes suivantes sont appliquées pour obtenir les résultats souhaités, c'est-à-dire les champs de vitesse du streaming. Ces étapes sont nécessaires car les valeurs de vitesse du streaming sont généralement faibles par rapport à la vitesse acoustique générée. La composante périodique doit être séparée de la composante continue du signal.

1. Dans un premier temps, les champs de vitesse instantanés (au nombre $N=50$ par phase) sont moyennés statistiquement. Un champ de vitesse moyen est alors créé pour chaque phase. Pour une phase ϕ_i donnée, le champ de vitesse résultant est donc défini par l'ensemble des vecteurs vitesse de coordonnées x et y (x variant) qui sont calculés comme suit :

$$u(x, y, \phi_i) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u_k(x, y, \phi_i) \quad (3.9)$$

2. Nous avons expliqué précédemment que dans certains cas les champs sont orientés à l'envers ; un changement de repère des champs de vecteurs doit donc être effectué afin de « retourner » les champs de 180°.
3. Puis, pour s'affranchir des effets de bord, seule une partie de l'image est conservée. Une bande verticale large de quelques centimètres est conservée.
4. Pour obtenir les champs de streaming, les champs de vitesse acoustique sont moyennés sur une période du signal acoustique suivant la formule suivante où n est le nombre de phases sur une période et t_{ϕ_b} est le temps donné à la phase ϕ_b :

$$u_2(x, y) = \frac{1}{T_{ac}} \sum_{b=1}^{n-1} u(x, y, \phi_b) \times (t_{\phi_{b+1}} - t_{\phi_b}) \quad (3.10)$$

5. Des profils peuvent être extraits des champs précédents en moyennant spatialement les valeurs de x pour valeur d'ordonnée y .
6. Une représentation temporelle de la variation de vitesse particulaire sur une période peut aussi être déduite en moyennant chacun des champs de l'étape 3 suivant la formule suivante où X est le nombre de points suivant la coordonnée x et Y le nombre de point suivant la coordonnée y .

$$u_1(\phi_i) = \frac{1}{Y} \frac{1}{X} \sum_{y=1}^Y \sum_{x=1}^X u(x, y, \phi_i) \quad (3.11)$$

7. La vitesse acoustique peut alors être déduite d'après l'expression (3.2)

3.3.2 Analyse des données des capteurs

L'ensemble des données des capteurs (température et pression) est obtenu grâce au système d'acquisition Labview qui enregistre les signaux simultanément à une fréquence d'échantillonnage de 15 kHz.

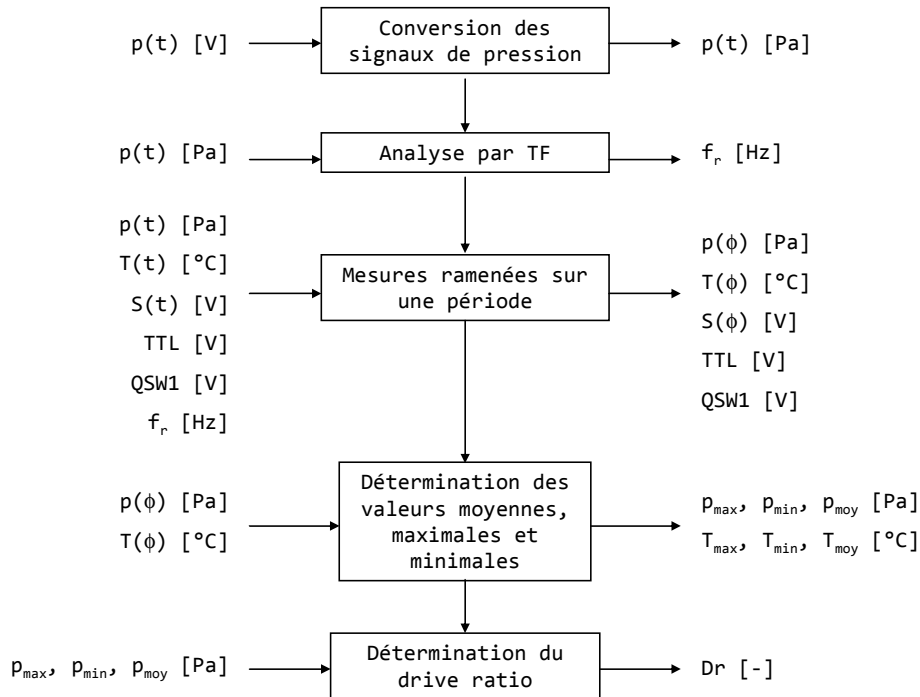


FIGURE 3-35 - *Etapes effectuées par le programme mis en place avec Matlab® prenant en compte les paramètres d'entrée et de sortie.*

Grâce aux données brutes des signaux de température et notamment de pression, plusieurs informations peuvent être extraites, comme la valeur du drive ratio. L'ensemble des étapes de traitement de ces données réalisé à l'aide d'un code développé dans l'environnement Matlab® est présenté dans le diagramme de la FIGURE 3-35. Nous rappelons la définition du drive ratio :

$$Dr = \frac{p_a}{p_0} \quad (3.12)$$

avec p_a : amplitude de la pression acoustique
 p_0 : pression moyenne

3.4 Conclusions

Un des challenges a été de concevoir des bancs d'essai dédiés à la mesure PIV en acoustique. La conception des systèmes, le choix de la méthode de mesure qui doit pouvoir répondre aux contraintes liées au phénomène même étudié, la méthodologie choisie sont autant de points essentiels qui ont été présentés ici. Nous avons maintenant à notre disposition deux systèmes à la fois différents et complémentaires répondant aux impératifs fixés par le phénomène étudié. De plus, ces bancs d'essai, adaptables, permettent l'ajout de modules additionnels.

Grâce à l'insertion ou non de ces modules une variété de conditions ont pu être testées et seront présentées dans le chapitre suivant.

C

hapitre 4

Etude des résonateurs acoustique et thermoacoustique

Ce chapitre traite les résultats expérimentaux obtenus pour les configurations précédemment exposées. Un modèle numérique est par ailleurs proposé puis confronté aux résultats issus de l'expérience. Les résultats sont présentés par configuration.

4.1 Propagation non linéaire et ondes de choc dans un résonateur acoustique

4.1.1 Vitesse acoustique et non linéarités

Les mesures ont été effectuées sur le résonateur acoustique en inox dans lequel est confiné de l'air à pression atmosphérique. Sont regroupés dans cette partie les résultats issus de deux configurations différentes. Elles correspondent à des positions différentes de la cellule de mesure par PIV.

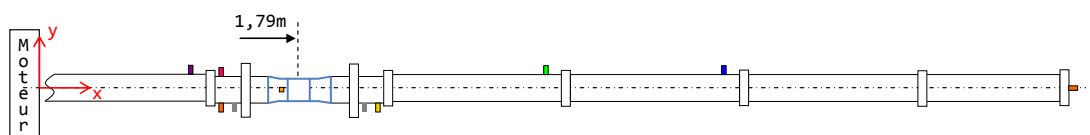


FIGURE 4-1 - *Schéma représentatif de la seconde configuration de mesures.*

La première configuration correspond à la cellule de mesures placée à une distance de 1,31m de l'extrémité du résonateur, autrement dit une distance de 5,54m de la source acoustique, soit $12L/15$ (voir FIGURE 3-3). Pour la seconde configuration, la cellule optique est disposée à 1,79m du générateur acoustique, soit $4L/15$ comme le montre la FIGURE 4-1. La longueur du résonateur étant de L , deux cellules rotationnelles, de longueur $L/2$ sont logiquement présentes. La mesure effectuée en $4L/15$ permet d'observer la première cellule de Rayleigh, celle en $12L/15$, la seconde cellule. Plusieurs dizaines de conditions d'expérimentation ont été testées. Le paramètre majeur sur lequel nous avons agi est le drive ratio. Dix séries significatives des travaux réalisés sont détaillées dans le tableau suivant :

	P₀ abs [mbar]	P_a [mbar]	Drive ratio [%]	T₀ [°C]	Course du piston [mm]	Position [m]
Série 1-1	1015 ± 3,5	34 ± 3,5	3,3 ± 11%	21,7	7,07	12L/15
Série 1-2	1010 ± 3,5	41 ± 3,5	4,1 ± 9%	21,8	7,78	12L/15
Série 1-3	1011 ± 3,5	42 ± 3,5	4,2 ± 9%	21,9	8,48	12L/15
Série 1-4	1008 ± 3,5	48 ± 3,5	4,7 ± 8%	21,9	9,19	12L/15
Série 1-5	1016 ± 3,5	49 ± 3,5	4,8 ± 7%	21,5	9,90	12L/15
Série 1-6	1014 ± 3,5	56 ± 3,5	5,5 ± 7%	21,8	11,3	12L/15
Série 1-7	1019 ± 3,5	69 ± 3,5	6,8 ± 5%	21,6	11,3	12L/15
Série 2-1	1014 ± 3,5	30 ± 3,5	3 ± 12%	21,7	5,66	4L/15
Série 2-2	1009 ± 3,5	33 ± 3,5	3,4 ± 11%	21,6	7,78	4L/15
Série 2-3	1007 ± 3,5	44 ± 3,5	4,4 ± 8%	21,4	11,3	4L/15

TABLEAU 4-1 - *Conditions d'expérimentation relatives aux configurations 1 et 2.*

Notons que la source acoustique est réglée à une fréquence de 25Hz, fréquence de résonance de ce résonateur, calculée pour nos conditions d'expérimentation et vérifiée expérimentalement. Elle correspond à une période de 40ms. En paramétrant la course du piston, on agit sur l'amplitude des oscillations, ce qui nous a permis de choisir des drive ratios compris entre 3% et

7%, ordre de grandeur des valeurs que l'on peut trouver dans les machines thermoacoustiques.

La vitesse du son dans le résonateur est d'environ 344 m/s.

La TABLEAU 4-2 récapitule l'ensemble des valeurs des différents nombres sans dimension vus au chapitre 2, relatifs à nos configurations.

	Re_{NL}	M	$Re_{\delta v}$	<i>Régime</i>	<i>Drive ratio</i>
Série 1-1	2,6	0,024	250	laminaire	3,3%
Série 1-2	4,5	0,032	330	transitoire	4,1%
Série 1-3	4,8	0,033	342	transitoire	4,2%
Série 1-4	6,1	0,037	384	transitoire	4,7%
Série 1-5	6,5	0,038	398	transitoire	4,8%
Série 1-6	9,0	0,045	468	transitoire	5,5%
Série 1-7	16,2	0,060	627	turbulent	6,8%
Série 2-1	2,8	0,025	260	laminaire	3%
Série 2-2	4,1	0,030	314	transitoire	3,4%
Série 2-3	6,8	0,039	406	transitoire	4,4%

TABLEAU 4-2 – *Valeur de nombres caractéristiques de l'étude du streaming acoustique relatifs aux dix séries présentées.*

La FIGURE 4-2 présente la variation temporelle de la vitesse acoustique axiale à l'intérieur du résonateur pour les sept premières séries de mesures. La

FIGURE 4-3 illustre les mêmes résultats, cette fois-ci relatifs aux séries 2-1 à 2-3. La vitesse est ici représentée en fonction du temps, sur deux périodes. Sur la FIGURE 4-2, les courbes obtenues s'apparentent à des sinusoïdes très déformées : dans la seconde moitié de la période, pour des vitesses importantes, on relève une importante dissymétrie de la vitesse axiale. Cela est confirmé par les courbes des FIGURE 4-5 et FIGURE 4-4 qui présentent en sus une comparaison des variations temporelles de la vitesse acoustique axiale pour chaque série avec la théorie linéaire de l'acoustique. Le nombre Re_{NL} augmentant, la déformation des signaux de vitesse devient plus importante, tout comme la vitesse dont l'écart relatif avec la théorie aux amplitudes maximales augmente jusqu'à présenter des valeurs de l'ordre de 20% (FIGURE 4-5 g/).

Les résultats de vitesses issus de l'expérience tendraient à montrer que les particules s'éloignent de la source acoustique plus rapidement qu'elles ne reviennent. L'inverse se produit lorsque les mesures sont faites à $4L/15$. La dissymétrie prouverait que les particules se rapprochent du générateur acoustique plus rapidement qu'elles ne s'en éloignent. En calculant les nombres de Reynolds non linéaire relatifs à ces dix tests (voir TABLEAU 4-2), on remarque des valeurs proches de 10, voire supérieures, pouvant atteindre 16. Dans ce cas, le streaming est alors qualifié de fort ou rapide bien que les valeurs du nombre de Mach nous indiquent que nous sommes dans la configuration de l'acoustique faiblement non linéaire ($M < 1$). La déformation observée sur l'ensemble des courbes rejoint en partie le résultat de l'étude faite par Menguy et Gilbert [49] qui précisent que le résultat est valable pour un canal large (i.e. l'épaisseur de couche limite visqueuse reste faible comparée au diamètre du tube). Ils montrent que dans le cas d'un streaming lent ($Re_{NL} < 1$), le signal acoustique n'est pas déformé alors que pour un nombre de Reynolds non linéaire supérieur à 1 (en l'occurrence 5), la variation de la vitesse axiale est distordue. Cependant leur déformation du profil semble moindre par rapport à celle que nous observons ici.

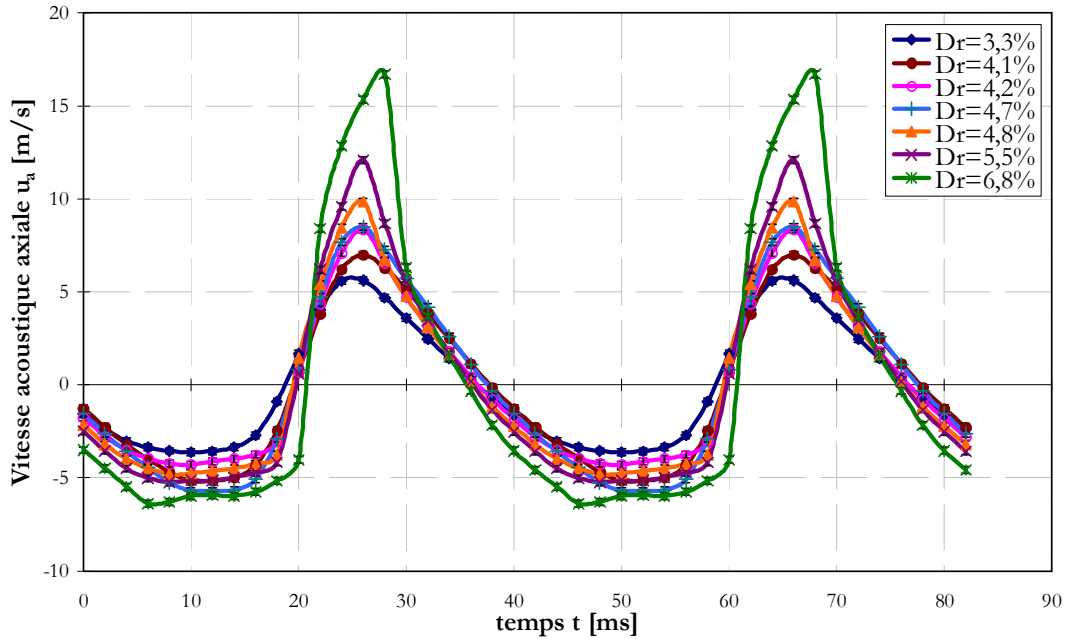


FIGURE 4-2 - Variations temporelles de la vitesse axiale selon différents drive ratios, à $x=12L/15$

\diamond : $Dr=3.3\%$, \bullet : $Dr=4.1\%$, o : $Dr=4.2\%$, $|$: $Dr=4.7\%$, Δ : $Dr=4.8\%$, x : $Dr=5.5\%$; $*$: $Dr=6.8\%$.

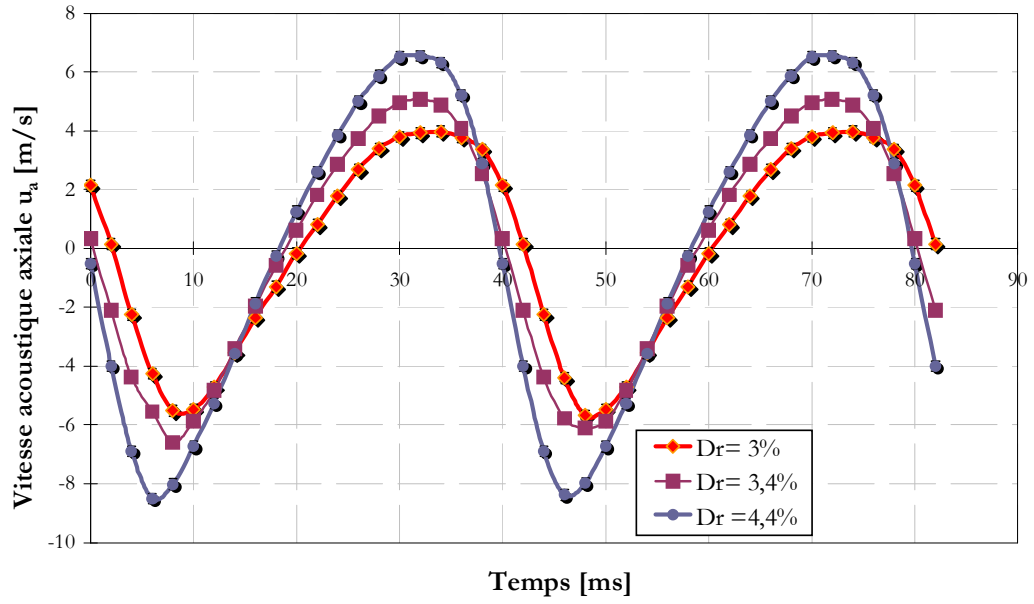


FIGURE 4-3 - Variations temporelles de la vitesse axiale selon différents drive ratios, à $x=4L/15$

\diamond : $Dr=3\%$, \square : $Dr=3,4\%$, \bullet : $Dr=4,4\%$.

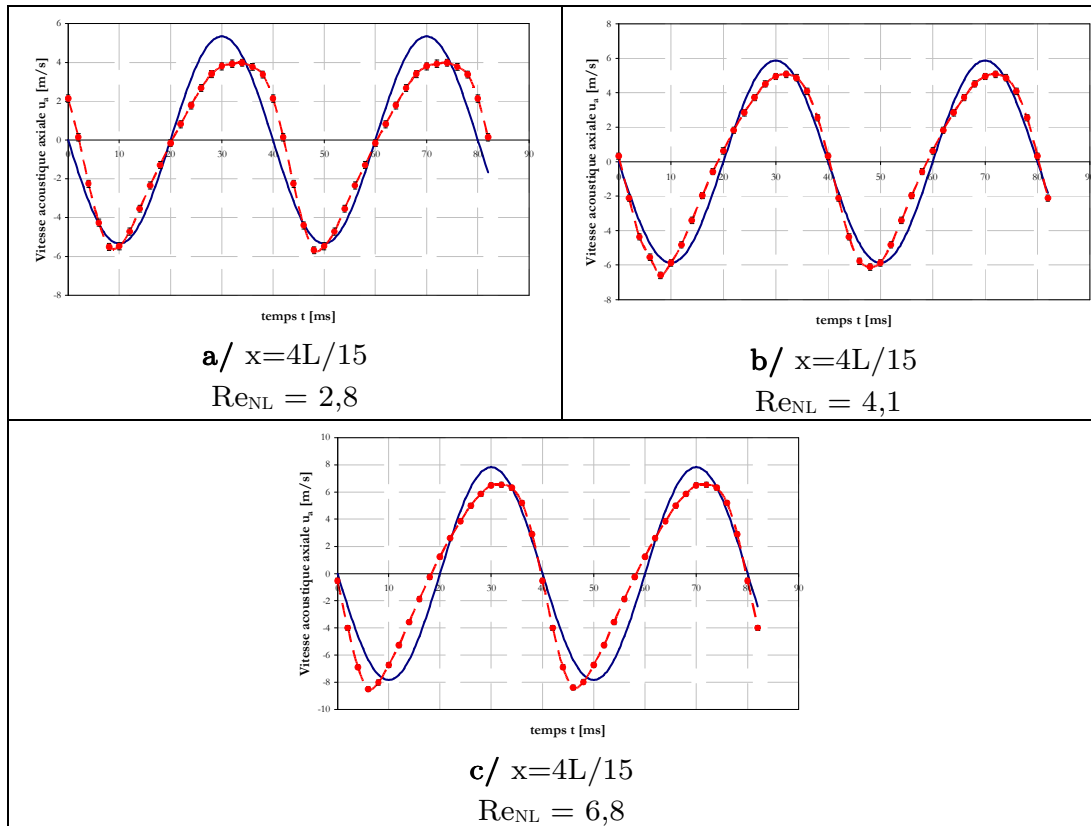


FIGURE 4-4 - Comparaison des variations temporelles de la vitesse acoustique entre théorie et expérience selon les séries 2-1 à 2-3. Trait plein : théorie linéaire, Trait pointillé : expérience

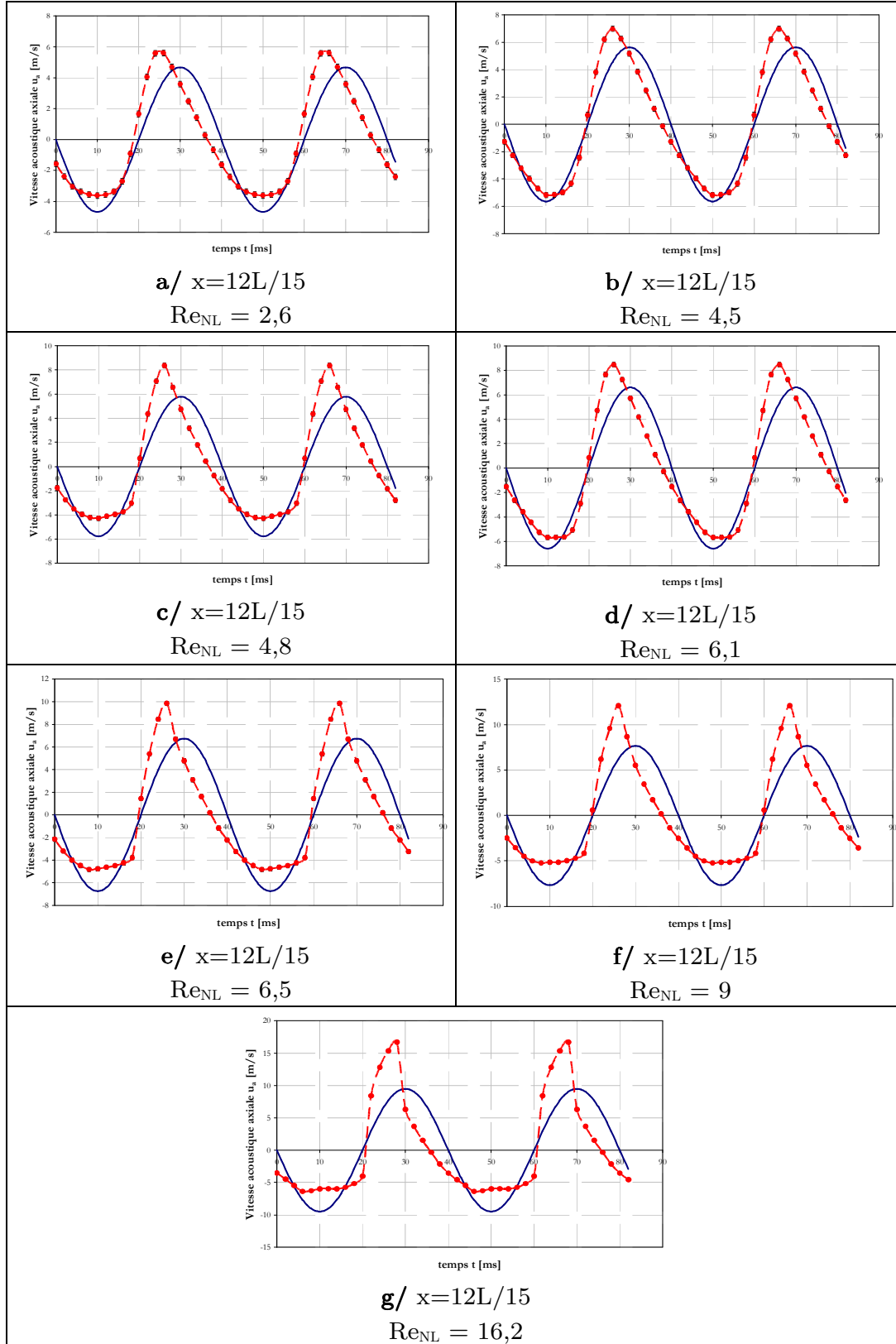


FIGURE 4-5 - Comparaison des variations temporelles de la vitesse acoustique entre théorie et expérience pour les séries 1-1 à 1-7. Trait plein : théorie linéaire, Trait pointillé : expérience

Tout comme les variations temporelles de la vitesse axiale, les courbes de pression présentées sur la FIGURE 4-6 montrent des déformations, très visibles pour Re_{NL} supérieur à 350 environ. Cette déformation, très prononcée, est probablement synonyme d'une onde de choc dont la présence va être confirmée au travers l'étude du second résonateur. Ainsi les déformations très importantes observées sont sûrement la conséquence de la présence d'harmoniques supérieurs due à l'onde de choc dont la présence est elle-même due à une distorsion de la source ou une propagation non linéaire de l'onde. En traçant le spectre fréquentiel associé aux courbes de pression, on observe un taux de présence du premier harmonique $2f$ de plus en plus important, le drive ratio augmentant.

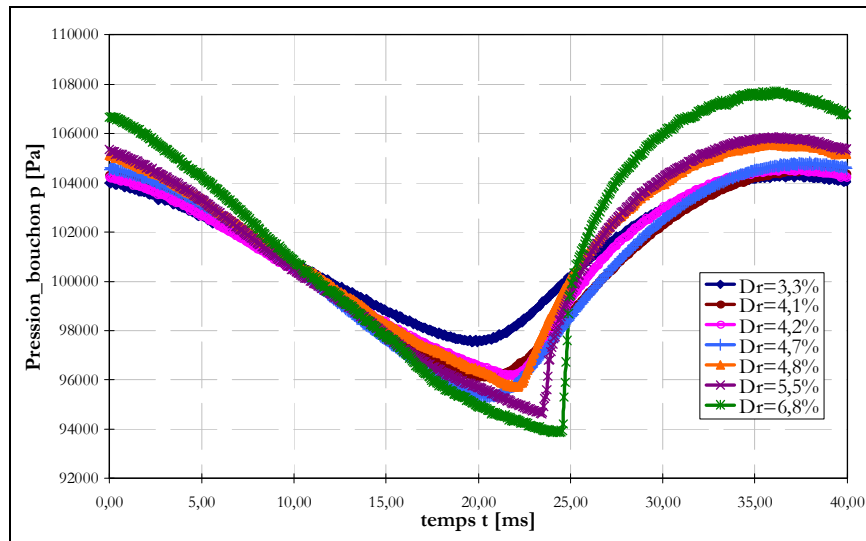


FIGURE 4-6 - Variations temporelles de la pression dans le résonateur prise à son extrémité fermée des séries 1-1 à 1-7.

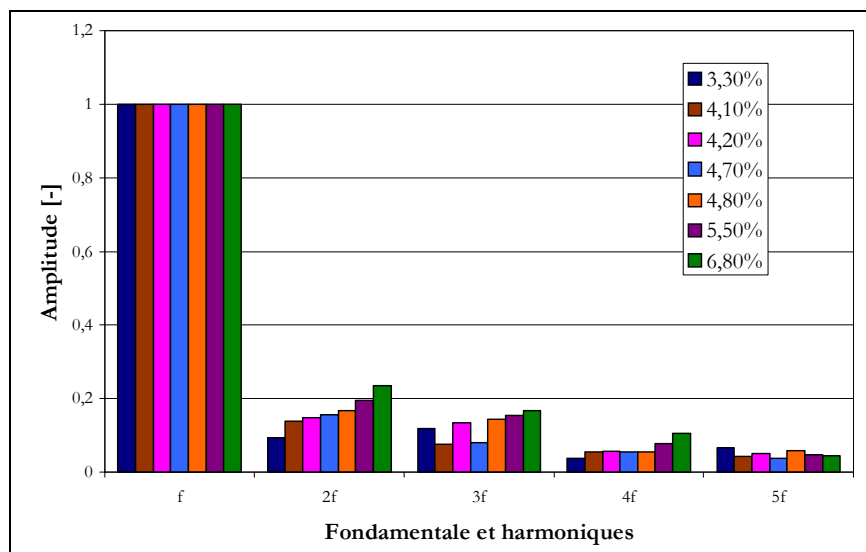


FIGURE 4-7 - Spectre fréquentiel de la pression prise à l'extrémité fermée du résonateur.

4.1.2 Mise en évidence des ondes de choc

Grâce au second résonateur nous avons pu observer directement l'onde de choc par PIV. Les conditions d'expérimentation spécifiées sont volontairement similaires à celles indiquées dans le résonateur en inox en présence de l'onde de choc, soit un drive ratio choisi de 5,8%. Nous avons procédé à une succession de mesures réalisées sur la totalité du résonateur de manière à le caractériser complètement. Les mesures sont effectuées à pression atmosphérique et dans le résonateur circule de l'air auquel de l'azote, mélangé aux particules, est injecté. Quatorze zones de mesures ont été nécessaires pour couvrir optiquement la longueur totale du résonateur.

Le tableau suivant présente quelques données relatives à ce premier essai.

Longueur du résonateur L	5,35 m
Longueur d'onde	10,7 m
Vitesse du son c	344 m/s
Vitesse acoustique maximal	13,8 m/s
Fréquence de résonance f_r	32 Hz
Période acoustique	31,25 ms
Drive ratio	5,8%

TABLEAU 4-3 - *Valeurs caractéristiques de la première série de mesures réalisée sur le résonateur transparent.*

Pour cet essai les nombres non linéaires caractéristiques ont été calculés, soit :

- $Re_{NL} = 3,8$
- $M = 0,029$
- $Re_{\delta v} = 267$
- $Dr = 5,8\%$

Pour clarifier les notations qui sont utilisées dans cette partie, le TABLEAU 4-4 résume les caractéristiques des séries de mesures, les libellés qui leur sont consacrés et les conditions d'ambiance (température et pression).

N° de série de l'essai 1-1	Libellé	Pression ambiante [mbar]	Température ambiante [°C]	Longueur couverte [mm]
1H	1	973	18,6	310-521
2H	2	972	18,3	510-720
1B	3	973	18,6	725-928
2B	4	972	18,3	925-1128
5H	5	972	18,3	1110-1321
6H	6	970	19,9	1310-1521
5B	7	972	18,3	1525-1728
6B	8	970	19,9	1725-1928
9H	9	969	19,9	1910-2121
10H	10	969	20,1	2110-2321
9B	11	969	19,9	2325-2528
10B	12	969	20,1	2525-2728
12H	12*	969	20,1	2510-2721
Jonction_H	13	969	20,0	2690-2901
12B	14	969	20,1	2925-3128
Jonction_B	15	969	20,0	3105-3308
16H	16	965	19,7	3330-3541
17H	17	965	19,7	3530-3741
16B	18	965	19,7	3745-3948
17B	19	965	19,7	3945-4148
20H	20	968	18,8	4130-4341
21H	21	968	19,2	4330-4541
20B	22*	968	18,8	4545-4748
21B	23*	968	19,2	4745-4948
22H	22	968	19,7	4530-4741
Bouchon_H	23	968	19,6	4710-4921
22B	24	968	19,7	4945-5148
Bouchon_B	25	968	19,6	5125-5328

TABLEAU 4-4 - *Caractéristiques de chaque série de l'essai 1-1 nécessaires pour couvrir la totalité du résonateur.*

Nous avons regroupé sur une même figure (Figure 4-8) les variations temporelles de la vitesse acoustique axiale et ce pour différentes positions dans le résonateur. Chaque résultat est représenté sur une période de 31,25 ms.

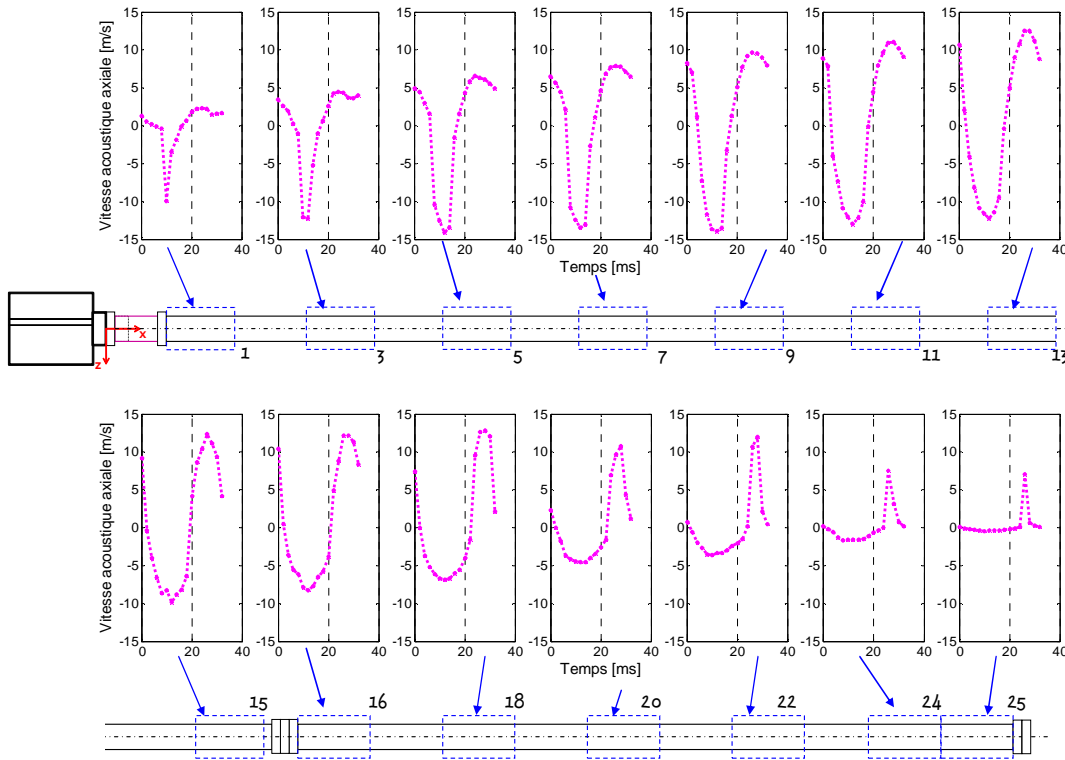


FIGURE 4-8 - *Evolution des variations temporelles de la vitesse acoustique axiale dans le résonateur.*

On peut tout d'abord observer que l'amplitude croît quand on se rapproche du centre de la veine. Les amplitudes minimales sont visibles aux extrémités du résonateur. Cela est consistant avec la propagation d'une onde stationnaire où le ventre de vitesse se trouve au milieu du résonateur. Ce postulat est vérifié par la FIGURE 4-9. On remarquera qu'aux extrémités du résonateur la vitesse prévue par la théorie est inférieure aux vitesses expérimentales. Cela est dû aux déformations des sinusoides de vitesse (voir ci-après). A l'inverse au centre du résonateur, la théorie prédit des vitesses acoustiques plus élevées que celles mesurées. Revenons maintenant à la Figure 4-8. Un deuxième point à souligner est la déformation très importante des amplitudes aux extrémités du résonateur. Ces déformations se caractérisent par une dissymétrie des amplitudes de vitesse comme cela a été le cas des essais avec le résonateur en inox. Cette dissymétrie est inversée à chaque bout du résonateur, conséquence de la présence d'ondes de choc dans le résonateur. Bien qu'elles ne soient pas forcément attendues vue la faiblesse des nombres de Mach, elles ont été observées et mesurées dans ce résonateur. Les conclusions tirées de l'analyse de nos résultats précisent que ces ondes de choc semblent périodiques et voyagent à la vitesse du son, d'un bout à l'autre du résonateur en se réfléchissant aux extrémités. Cela avait été précédemment observé par Saenger [93] et discuté dans le cadre d'oscillations

résonantes dans des tubes fermés par Chester [95]. Néanmoins, dans le cadre de la thermoacoustique peu d'ondes de choc ont été observés, en particulier dans les résonateurs à ondes stationnaires. Biwa et al. [93] qui ont exploré les ondes de choc en thermoacoustique ont pu seulement en observer dans des résonateurs à ondes progressives. C'est l'augmentation du gradient de température qui a permis la formation des chocs.

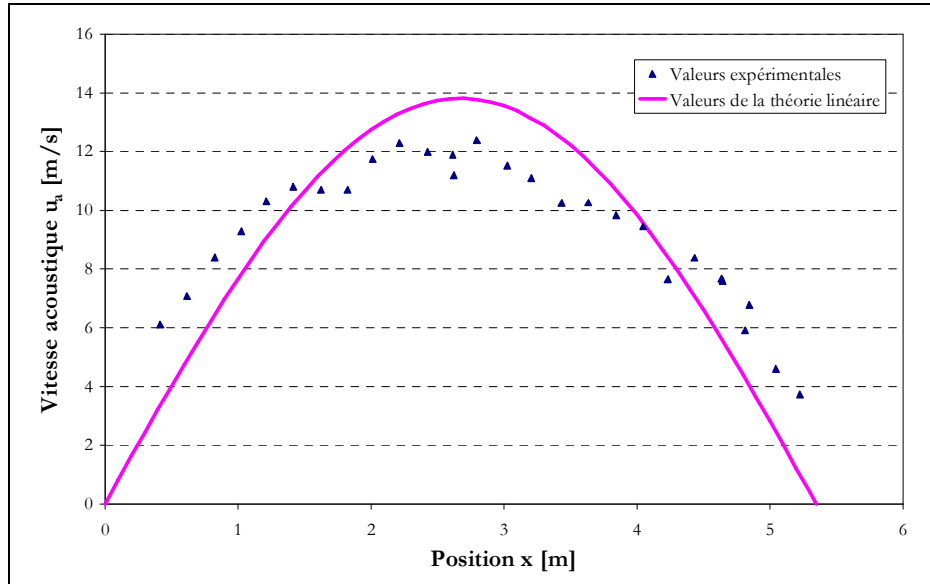


FIGURE 4-9 - *Profils suivant x de la vitesse acoustique axiale. Comparaison des valeurs expérimentales et des valeurs issues de la théorie linéaire de l'acoustique.*

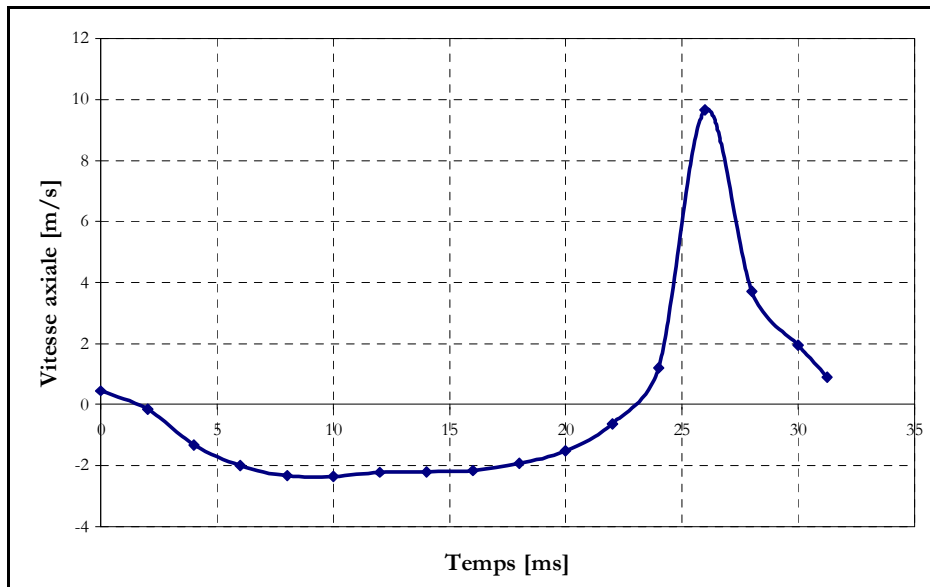


FIGURE 4-10 - *Variations temporelles de la vitesse acoustique axiale relatives à la série 23.*

A titre d'exemple, prenons la région libellée 23 qui présente une déformation très marquée tout comme les régions 24 et 25. La variation de la vitesse à cet endroit est à nouveau illustrée sur la FIGURE 4-10. Pour les temps $t=24$ ms, $t=26$ ms et $t=28$ ms de la FIGURE 4-10, soit les phases 13, 14 et 15, les champs obtenus en moyennant les paires d'images acquises pendant chacune de ces phases sont affichés sur la FIGURE 4-11. Les vitesses exposées sont en m/s. Une discontinuité de la vitesse est clairement visible bien que les champs soient moyennés (FIGURE 4-11 a/). Cela aurait tendance à prouver que pour une phase donnée du signal l'onde de choc est stationnaire. Elle se déplacerait dans le tube tout en revenant à la même position une période plus tard. D'ailleurs, pour la phase suivante, l'onde semble être passée laissant derrière elle une vitesse résiduelle élevée (FIGURE 4-11 b/). Puis lors de la phase suivante elle s'estompe et la vitesse acoustique diminue (FIGURE 4-11 c/).

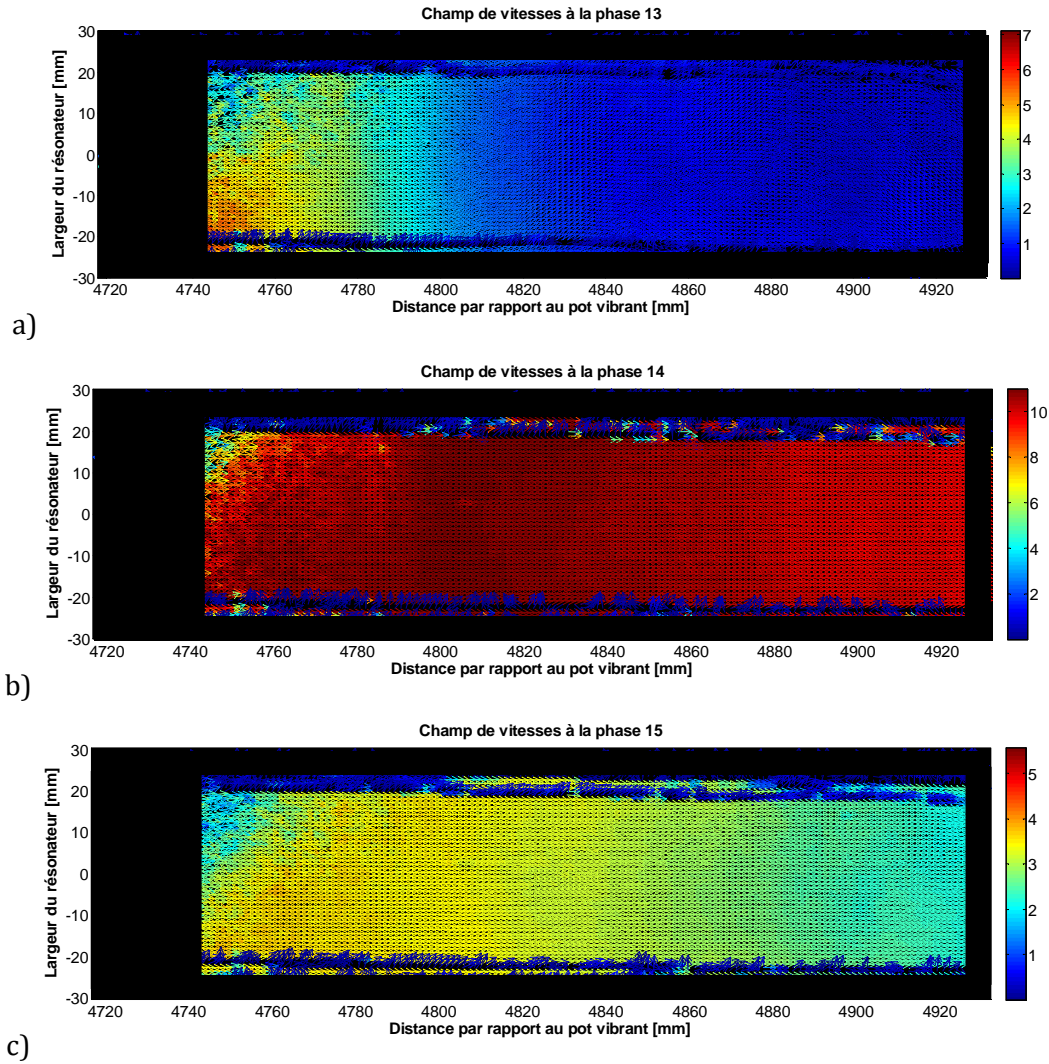


FIGURE 4-11 - Champs de vitesse des phases 13, 14 et 15, soit au temps a) $t=24$ ms, b) $t=26$ ms et c) $t=28$ ms de l'essai libellé 23.

La FIGURE 4-12 présente les champs instantanés de vitesses où l'onde de choc est clairement visible. Elle parcourt tout d'abord le résonateur dans un sens puis revient quelques temps plus tard. Des mesures complémentaires nous ont permis de montrer que l'onde de choc apparait uniquement dans une fine bande de fréquence, large de 1,8Hz autour de la fréquence de résonance.

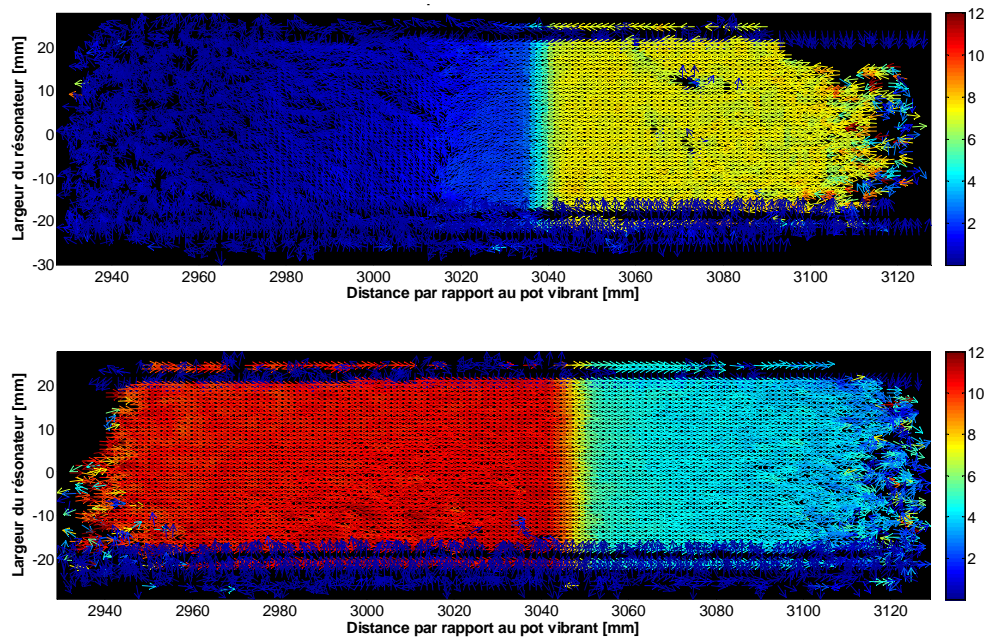


FIGURE 4-12 - *Champs instantanés de vitesse de la série 14 à $t=18ms$ (en haut) et à $t=32ms$ (en bas). L'onde de choc arrive d'abord de l'extrémité fermée du résonateur pour revenir ensuite vers la source acoustique.*

Est-ce que ces ondes de choc sont la conséquence de la propagation initiée par le pot vibrant ? Pour s'en assurer les signaux de commande délivrés par la partie contrôle du pot vibrant relatifs à nos essais sont tracés sur la FIGURE 4-13. Plus exactement tous les signaux relatifs à l'essai 1-1 ont été tracés. On peut ainsi vérifier la répétitivité du signal d'une série à l'autre. La figure montre que le pot vibrant délivre un signal différent de celui mesuré à faible débattement sur la FIGURE 3-13. Des discontinuités sont visibles aux sommets des courbes et pourraient être le résultat de l'interaction de l'onde de choc avec le piston. Une étude du signal du pot vibrant à fort débattement, à vide (i.e. sans le résonateur) pourra être utile pour appuyer ces conclusions.

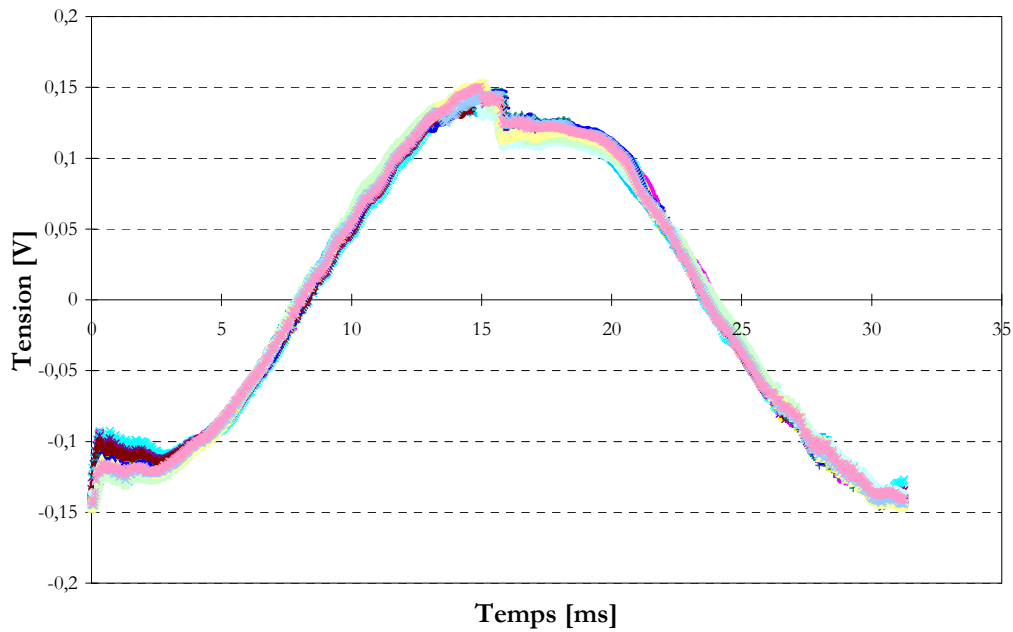


FIGURE 4-13 - *Signal normalisé issu de l'accéléromètre du pot vibrant pour chacune des séries de l'essai 1-1.*

La propagation non linéaire très prononcée résultant par la formation de l'onde de choc est largement visible au travers l'évolution de la pression acoustique dans le résonateur. La FIGURE 4-14 présente les courbes de cette évolution pour chaque zone instrumentée de la FIGURE 3-29. Tandis qu'aux extrémités du résonateur le signal de pression n'est quasiment pas ou peu déformé, au centre il devient complètement distordu et non symétrique. Cela est la conséquence de la propagation non linéaire de l'onde au sein du résonateur, la vitesse de propagation du son étant supérieure dans les zones de compressions et inférieure dans les zones de détente. Ces résultats sont à nouveaux très similaires à ce qu'a observé Saenger [93]. Les déformations très prononcées du signal de pression enregistré dans des zones proches du centre du résonateur sont expliquées par la faible amplitude du fondamental et donc une proportion des harmoniques supérieurs plus importante. D'ailleurs en effectuant la transformée de Fourier des signaux de pression (FIGURE 4-15) on ne peut que constater les fortes non linéarités et l'amplitude très importante des harmoniques supérieurs à des distances de $0,34L$ et $0,61L$.

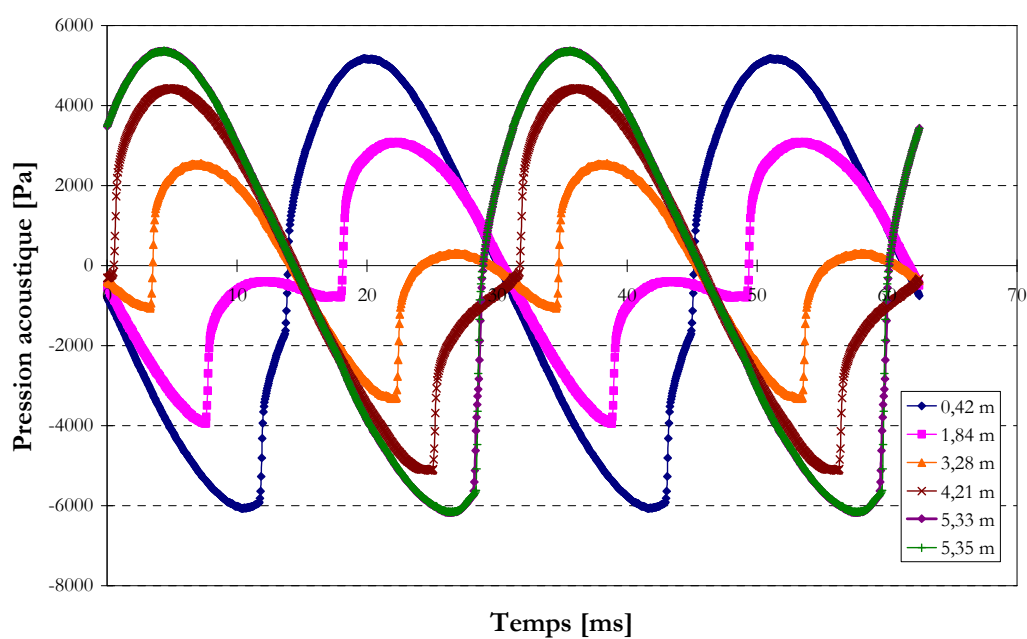


FIGURE 4-14 - Variations de la pression acoustique dans le résonateur, sur deux périodes, pour cinq positions données des capteurs.

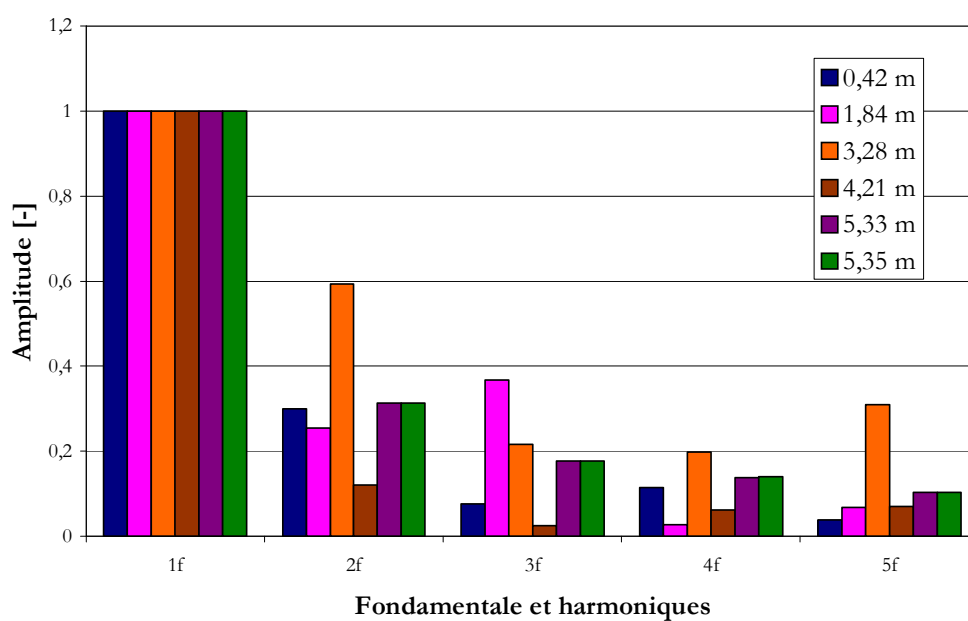


FIGURE 4-15 - Amplitudes de la fondamentale et des harmoniques des signaux de pression.

4.2 Streaming de Rayleigh dans un résonateur acoustique

Les FIGURES 4-16 à 4-19 suivantes présentent les champs de streaming des séries de la configuration 1 présentées dans le TABLEAU 4-1, pour un plan situé au centre du résonateur (plan xy, $z=0$), à l'intérieur de la cellule de PIV. Les vitesses annoncées sont en m/s et ont été bornées à 0,2 m/s pour les cinq premières séries, à 0,5 m/s pour la quatrième série et à 0,8 m/s pour la dernière série. Ceci a été fait dans un souci de clarté afin de pouvoir correctement utiliser l'ensemble des couleurs de l'échelle de vitesse.

Une première observation montre que les champs de streaming sont relativement réguliers à l'image des FIGURE 4-18 et FIGURE 4-19. Ces deux derniers exemples révèlent d'ailleurs des résultats similaires à ceux exposés par Nabavi et al. [78] qui ont eux aussi relevés des structures rotationnelles très similaires pour des valeurs de Re_{NL} du même ordre de grandeur ($Re_{NL}=8$ et $Re_{NL}=12$, d'après la FIGURE 2-9). Ces derniers qualifient alors le streaming de régulier. C'est seulement au-delà d'une valeur de Re_{NL} proche de 25 que des dislocations apparaissent, déformant les cellules de streaming. Les déformations que l'on peut voir à des Re_{NL} inférieurs à 5 (FIGURE 4-16 et FIGURE 4-17) ne sont pas expliquées. Des effets dus à des non linéarités complémentaires s'ajoutent probablement aux effets dus aux écoulements redressés. Lors de phénomènes de streaming plus forts ils ne seraient plus aussi dominants. Une étude à très faible Re_{NL} permettrait de vérifier ces hypothèses.

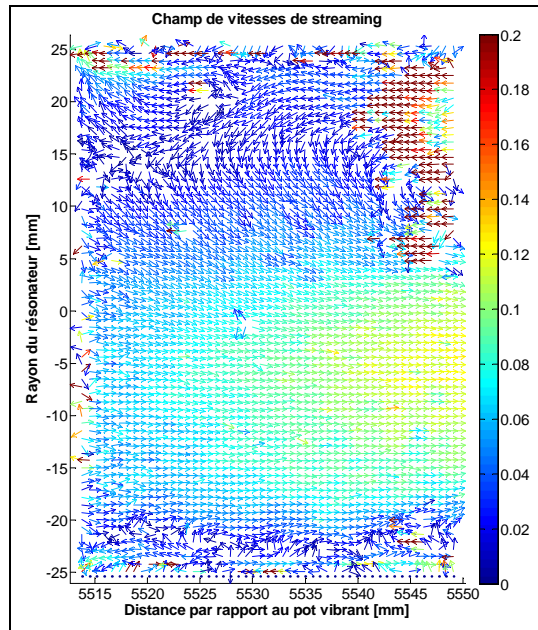


FIGURE 4-16 - *Champ de vecteur vitesse du streaming de Rayleigh pour la série 1-1 ($Dr=3,3\%$, $Re_{NL}=2,6$).*

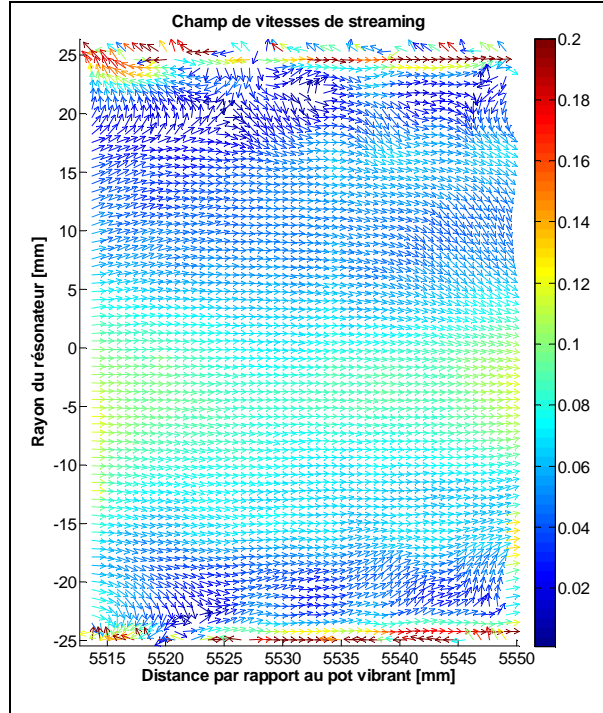


FIGURE 4-17 - *Champ de vecteur vitesse du streaming de Rayleigh pour la série 1-3 ($Dr=4,2\%$, $Re_{NL}=4,8$).*

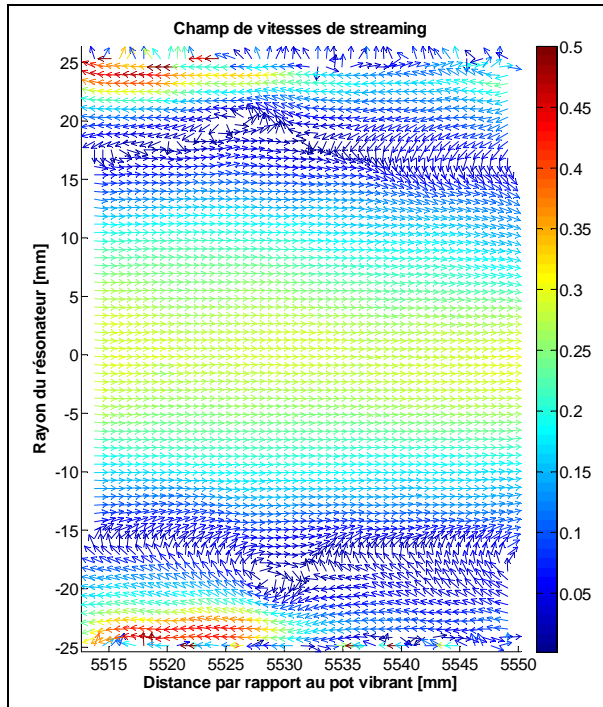


FIGURE 4-18 - *Champ de vecteur vitesse du streaming de Rayleigh pour la série 1-6 ($Dr=5,5\%$, $Re_{NL}=9,0$).*

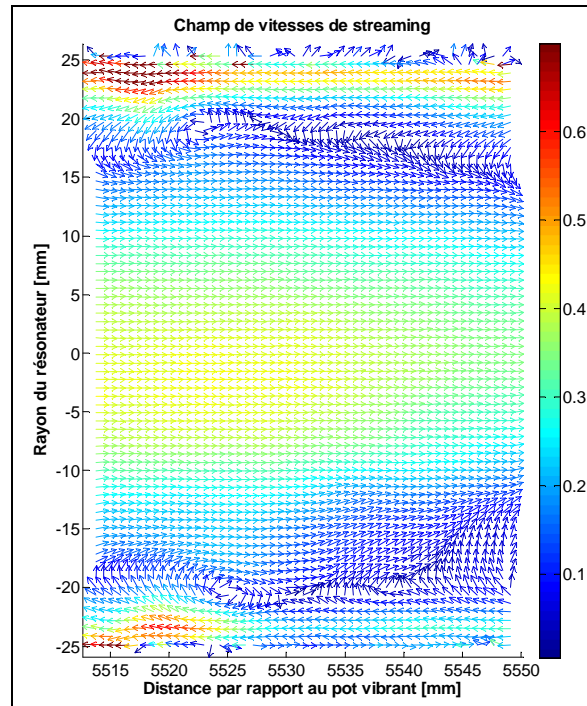


FIGURE 4-19 - *Champ de vecteur vitesse du streaming de Rayleigh pour la série 1-7 ($Dr=6,8\%$, $Re_{NL}=16,2$).*

La FIGURE 4-20 complète les informations données par les champs précédents en présentant les profils de vitesse du streaming de Rayleigh associés. Ils ont été pris au centre de la cellule PIV, à une distance $x=5527$ mm du générateur acoustique, dans un plan situé au centre du résonateur (plan xy, $z=0$). L'ordonnée caractérise la hauteur du résonateur en millimètres et l'abscisse représente l'axe des vitesses axiales en m/s.

On trouve à nouveau des courbes bien définies aux drive ratios élevés (voir $Dr=5,5\%$, ou $Dr=6,8\%$) ce qui démontre la régularité du streaming. Elles montrent de façon certaine la présence du streaming de Rayleigh (cellules de Rayleigh contrarotatives) caractérisé par des vitesses opposées au centre et sur les bords du tube, ce qui était attendu [5]. Les valeurs des amplitudes de la vitesse secondaire (permanente) sont similaires à celles fournies par le travail de [81]. Cependant, aucune des courbes ne prouve avec certitude la présence de cellules de Schlichting (i.e. cellules de streaming en proche paroi). Bien que quelques fois une inversion de vitesse est observée très proche paroi (ex : $Dr=4,8\%$), le seul point fournissant cette conclusion est à prendre avec précaution car la sensibilité de la caméra de $44,21\mu\text{m}/\text{px}$ ne permet pas de faire une mesure précise de la couche limite qui est de l'ordre du demi-millimètre. Des mesures plus résolues effectuées en couche limite apporteront probablement plus d'informations.

La FIGURE 4-21 retrace, séparément les profils de streaming des drive ratio 4,1 et 4,2% d'une part et 4,7 et 4,8% d'autre part. Alors que pour des valeurs de

drive ratios similaires ($Dr=4,1\%$ et $Dr=4,2\%$), les courbes de la FIGURE 4-21 a/ sont relativement similaires. A l'inverse les courbes de la FIGURE 4-21 b/ présentent d'importantes différences, quant bien même elles ont été tracées pour des valeurs de drive ratios quasiment identiques ($Dr=4,7\%$ et $Dr=4,8\%$). La moyenne des écarts relatifs point par point est de 10% pour a/ et 82% pour b/. A nouveau la faible répétabilité des mesures pour ces conditions de drive ratio semble indiquer des instabilités dans la mise en place du streaming.

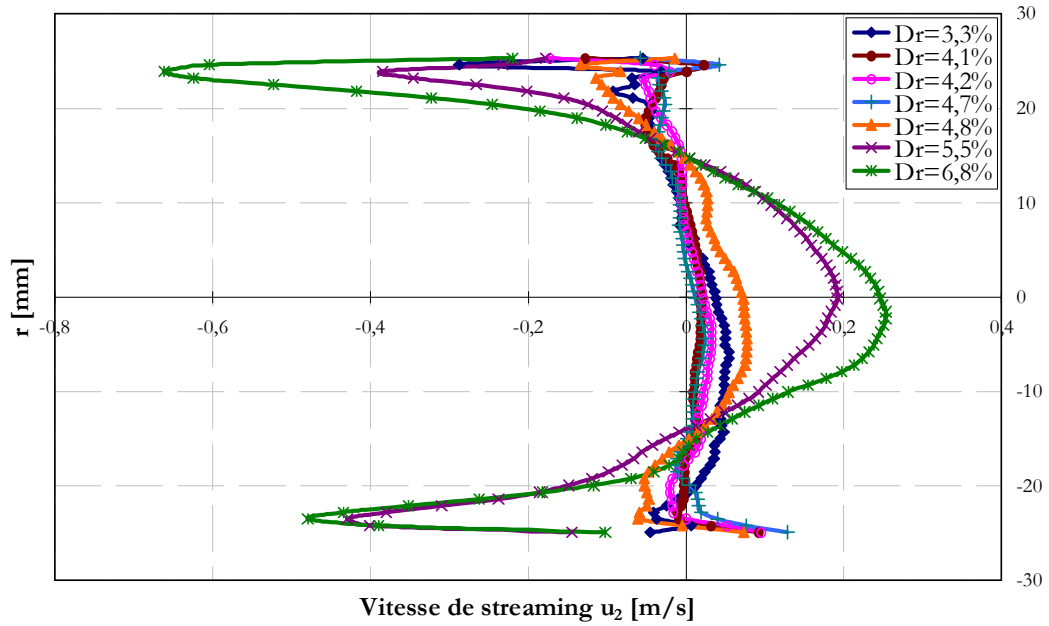


FIGURE 4-20 - *Profils de vitesse du streaming selon différents drive ratios, \diamond : $Dr=3.3\%$, \bullet : $Dr=4,1\%$, o : $Dr=4,2\%$, $|$: $Dr=4,7\%$, Δ : $Dr=4,8\%$, x : $Dr=5,5\%$; $*$: $Dr=6,8\%$.*

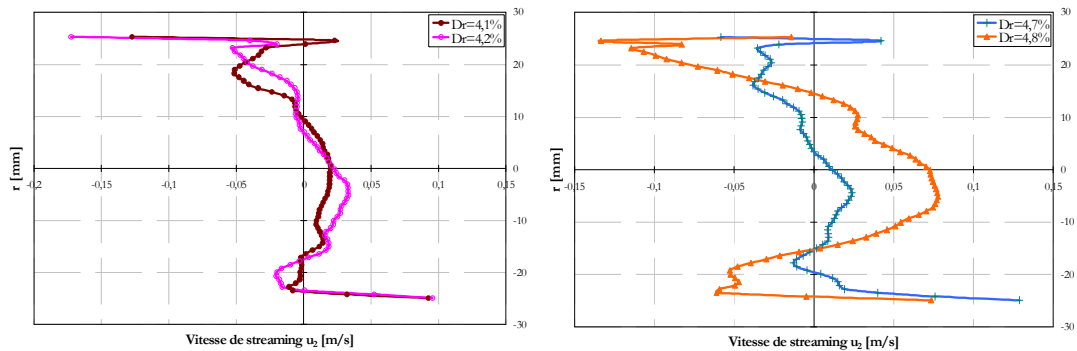


FIGURE 4-21 - *Profils de vitesse du streaming visant à caractériser la répétabilité des mesures.*

a/ \bullet : $Dr=4,1\%$, o : $Dr=4,2\%$.

b/ $|$: $Dr=4,7\%$, Δ : $Dr=4,8\%$.

Nous faisons remarquer que la caractérisation 3-D des vents redressés n'a pas été étudiée ici. Il s'agit d'une perspective qu'il serait nécessaire de prendre si nous voulions définir complètement le streaming.

Les conclusions précédemment tirées sont en partie vérifiées par les courbes de la FIGURE 4-22 qui présente des comparaisons réalisées avec les résultats théoriques de Rayleigh (équation 2-42).

Intéressons nous d'abord aux résultats de la configuration 1, soit à une position $x = 12L/15$ (FIGURE 5-14 a/, c/, d/, e/, f/). Une première observation des courbes nous indique que les résultats expérimentaux suivent finalement assez bien les résultats théoriques de Rayleigh malgré que théoriquement l'équation fournit par Rayleigh est uniquement valable pour un nombre $Re_{NL} < 1$.

Pour un niveau acoustique faible (cf. FIGURE 4-22 c/), la courbe de Rayleigh présente une amplitude plus grande que celle mesurée par PIV. Cet écart tend ensuite à diminuer quand Re_{NL} augmente (cf. FIGURE 4-22 d/) et la courbe issue des mesures par PIV finit par présenter une amplitude supérieure à celle prévue par Rayleigh (cf. cas du $Re_{NL} = 9$). Lorsque Re_{NL} continue d'augmenter ($Re_{NL} = 16,2$), l'écart diminue à nouveau : l'amplitude de la vitesse acoustique expérimentale devient identique à l'amplitude de la vitesse théorique de Rayleigh. Paridaens [44] qui mesure le streaming acoustique par LDV pour de faibles valeurs de vitesse ($u_{2s} \approx 0,02 m/s$) montre que ses résultats sont légèrement supérieurs à ceux prédit par Rayleigh, ce qui serait aussi visible dans notre configuration. A l'inverse, Moreau [52] qui a effectué ses mesures pour de grands Re_{NL} (jusqu'à 219) observe au dessus de $Re_{NL} = 5$ que la vitesse prédite par Rayleigh devient de manière progressive franchement supérieure à celle mesurée quand le nombre de Reynolds non linéaire augmente.

Si nous observons maintenant la FIGURE 4-22 a/ et b/, le nombre de Reynolds non linéaire y est identique et seule la position dans le résonateur diffère. On peut alors observer que pour $x = 4L/15$, les déformations et l'écart avec la théorie sont plus importants que pour $x = 12L/15$. D'après [86]¹, selon la position axiale le long de la cellule de Rayleigh, les plus fortes divergences avec la théorie sont visibles dans une zone comprise entre $7L/40$ et $11L/40$. Or la mesure réalisée à $x = 4L/15$ appartient à cette zone alors que la mesure effectuée à $12L/15$ ² se trouve en dehors de cette zone. Les conclusions dressées par Thompson et al. viendraient donc appuyer nos résultats.

¹ Leurs résultats sont valables pour un résonateur dont les conditions thermiques aux parois sont incontrôlées, c'est-à-dire que seul de l'air ambiant circule autour des parois. Aucun gradient n'est par ailleurs appliqué, ce qui correspond à notre étude.

² La mesure effectuée à $x = 12L/15$, sur la deuxième cellule de Rayleigh a été ramenée sur une longueur de $L/2$.

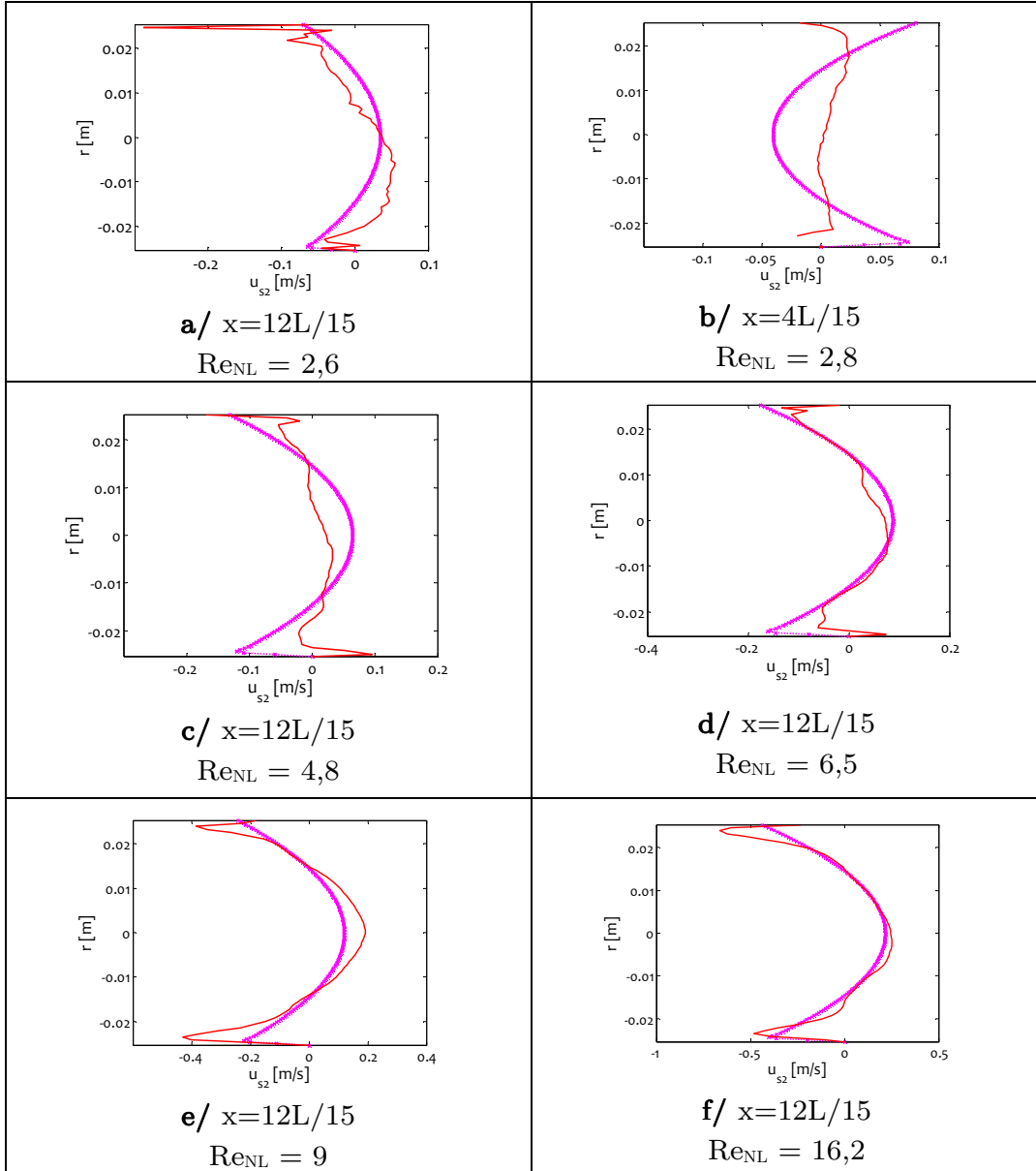


FIGURE 4-22 - *Profils de vitesse des écoulements redressés de Rayleigh. Trait pointillé (rose) : Profil théorique de Rayleigh, Trait plein (rouge) : Profil expérimental.*

La FIGURE 4-23 illustre les profils de streaming tracés pour $x=4L/15$ et $x=12L/15$. Elle prouve l'existence d'au moins 2 cellules de Rayleigh, au sens de rotation inversé.

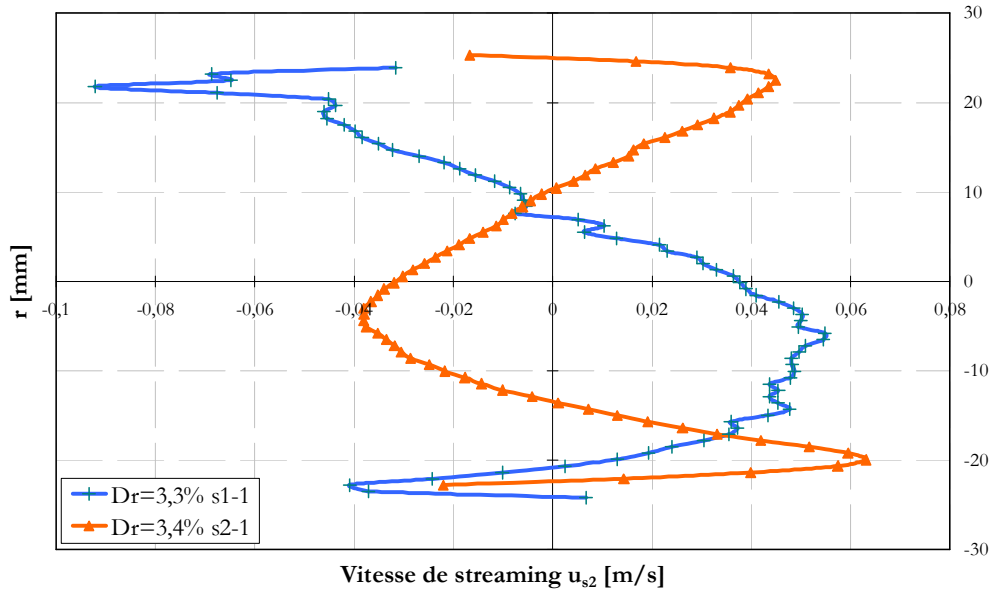


FIGURE 4-23 - Profils de vitesse du streaming des séries 1-1 et 2-1 au nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite similaire.

Ces deux cellules sont d'ailleurs également clairement visibles dans le résonateur transparent. Les conditions sont celles du TABLEAU 4-4. De la même manière que pour l'évolution temporelle de la vitesse acoustique, les profils des écoulements redressés sont tracés sur la FIGURE 4-24. Leur évolution à travers le résonateur peut alors être commentée. La coordonnée « y » du résonateur a été normalisée avec la dimension du côté a du résonateur. Les vitesses sont en m/s. Les résultats sont comparés avec le profil théorique de Rayleigh (équation 2-42).

L'évolution que suit le profil expérimental du streaming de Rayleigh est attendue étant donné que l'amplitude de vitesse affichée est globalement croissante pour atteindre un maximum à $\lambda/8$ puis décroissante. Dans la seconde moitié du résonateur la vitesse de streaming suit un cheminement inverse : elle est négative, son amplitude croît puis décroît. Cela est appuyé par les résultats de la FIGURE 4-25 où les plus grandes différences avec la théorie de Rayleigh se trouvent au centre du résonateur lorsque la vitesse du streaming est théoriquement proche de zéro. A nouveau sur la FIGURE 4-24, on remarque que les profils de streaming sont globalement en accord avec la théorie de Rayleigh. De même il faut signaler que dans un souci de clarté les courbes de streaming n'ont pas été tracées entre -1 et 1 mais sur une hauteur plus courte car les résultats proches des parois ne sont pas exploitables. Des réflexions parasites du laser sur les parois inférieures et supérieures du résonateur ont rendu la technique PIV inutilisable dans ces zones. Un montage expérimental spécifique devra être envisagé pour explorer les phénomènes en couche limite de ce résonateur.

Les images de la Figure 4-26 sont obtenues par PIV et mettent en évidence les quatre cellules de Rayleigh au centre du résonateur.

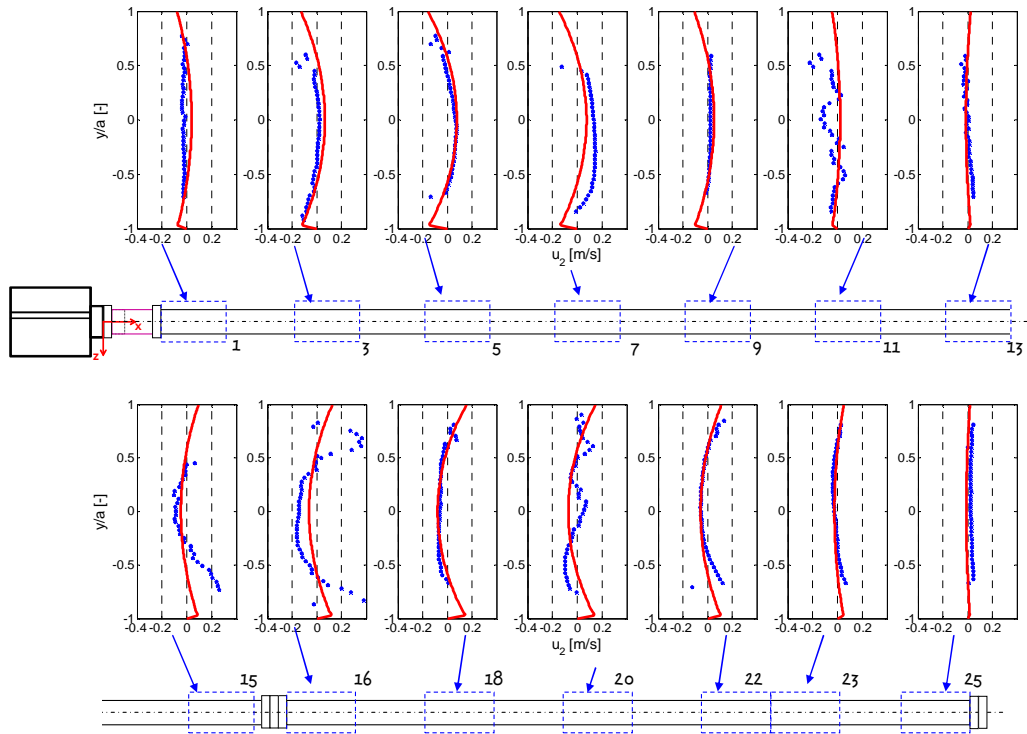


FIGURE 4-24 - *Evolution du profil du streaming de Rayleigh dans le résonateur.*

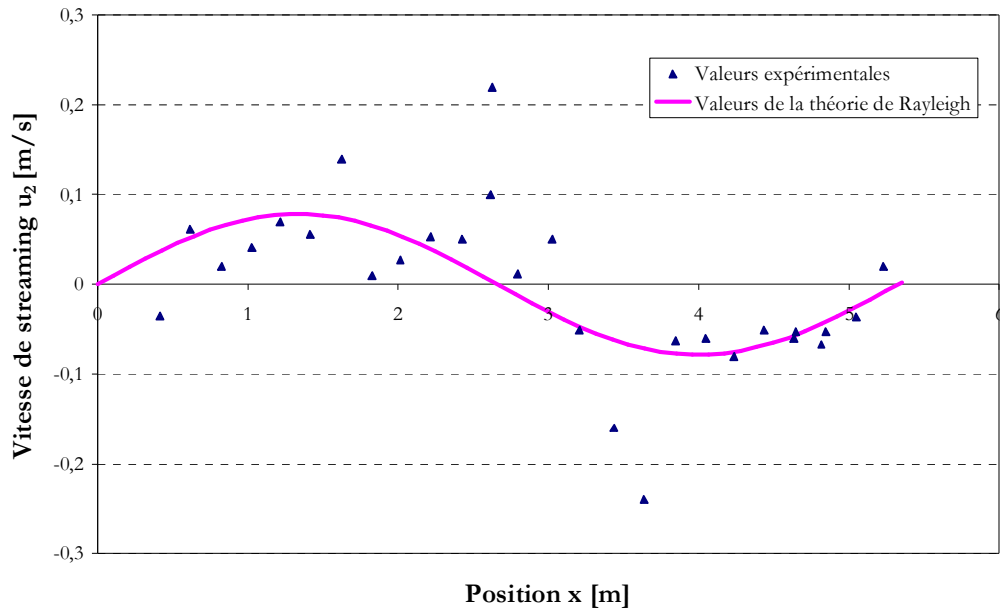


FIGURE 4-25 - *Evolution suivant x de l'amplitude maximale de vitesse du streaming de Rayleigh. Comparaison des valeurs expérimentales avec les valeurs de la théorie de Rayleigh.*

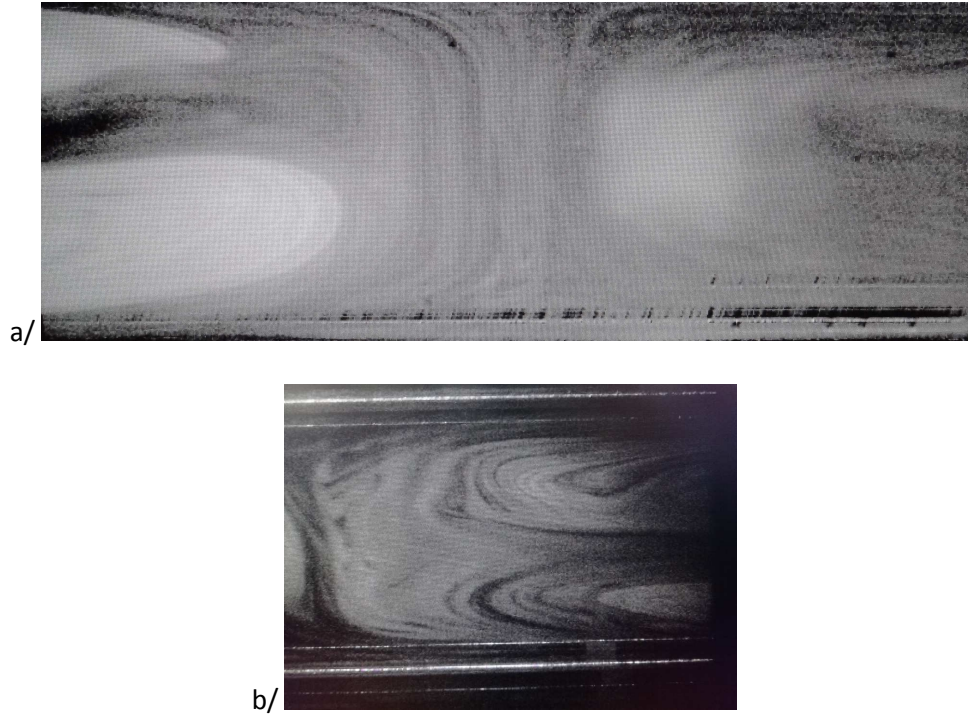


FIGURE 4-26 – *a/ Mise en évidence des quatre cellules de Rayleigh à $x=\lambda/4$ par PIV.*
b/ Zoom sur deux cellules.

4.3 Influence de la température

Cette étude a été réalisée dans le cadre de nos recherches en thermoacoustique. Mais avant de s'intéresser aux conséquences de l'insertion d'un stack couplé avec l'établissement d'un gradient thermique forcé, nous avons voulu étudier l'influence d'un gradient de température seul sur le streaming de Rayleigh.

4.3.1 Configuration et conditions d'expérimentation

Deux échangeurs de chaleur présentés ci-après (FIGURE 4-27) sont ajoutés dans le résonateur en inox, de part et d'autre de la cellule PIV, permettant ainsi d'établir un gradient de température au sein de la cellule de mesure.

Ces deux échangeurs ont été conçus au laboratoire. En cuivre, ces échangeurs de chaleur liquide-gaz (eau/air) sont basés sur la technologie à faisceaux tubulaires horizontaux. Le débit d'eau est quasi perpendiculaire à l'écoulement acoustique du gaz à l'intérieur des tubes, au nombre de 35 par échangeur. Ces tubes ont un diamètre de 4,8 mm.



FIGURE 4-27 - *Echangeurs de chaleur.*

Le dispositif expérimental est maintenant équipé des deux échangeurs de chaleur utilisés pour établir un gradient axial de température au sein de la cellule de mesures en fixant la température à chacun de ses côtés. L'échangeur chaud, à l'intérieur duquel circule de l'eau à 63°C est placé à environ 1,4 m du bouchon du résonateur. L'échangeur froid est alimenté par de l'eau qui circule à 3°C.

Cette configuration permet, lors d'une première approche, d'étudier l'influence de la convection thermique sur le streaming de Rayleigh.

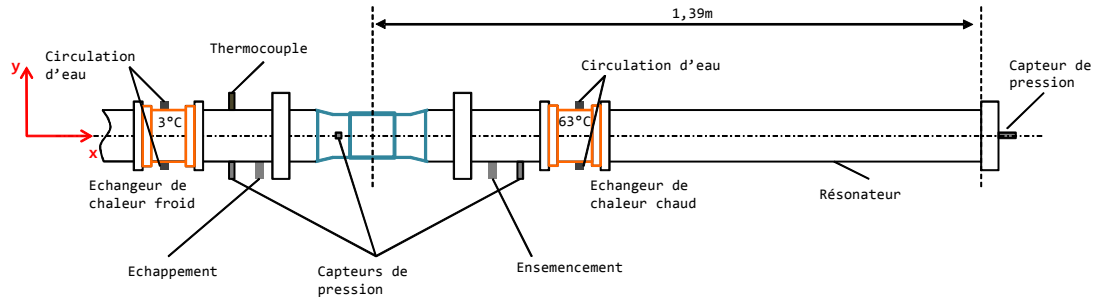


FIGURE 4-28 - Configuration d'expérience avec les échangeurs de chaleur.

Le TABLEAU 4-5 suivant résume les conditions des expérimentations pour cette configuration : résonateur sans stack mais avec la présence de deux échangeurs de chaleur. Nous rappelons que le gaz circulant à l'intérieur du résonateur est de l'air. Les mesures sont à nouveau réalisées à la fréquence de résonance qui se trouve modifiée par l'ajout des échangeurs qui modifient la longueur du tube. A noter que l'essai 3-3 a été réalisé en utilisant non pas le pot vibrant mais le compresseur mécanique de type bielle-manivelle afin d'obtenir une amplitude de pression plus élevée. En effet, en raison de la présence des échangeurs de chaleur, l'écoulement à la sortie des échangeurs est très fortement perturbé. Le drive ratio qui est la valeur de référence utilisée pour nos mesures et qui est calculé en bout de résonateur est par conséquent réduit (porosité réduite des échangeurs). Le compresseur mécanique qui a une course de piston plus grande nous a permis d'avoir des drive ratios de valeur similaire à celles des applications en thermoacoustique.

Sept essais ont été effectués avec des échangeurs de chaleur : trois drive ratios différents et pour chacun d'entre eux, une mesure est effectuée avec le gradient thermique et une autre sans. Un dernier test (série 3-7) a été réalisé pour étudier la convection naturelle à l'intérieur de la cellule PIV.

	P ₀ abs [bar]	P _a [mbar]	Drive ratio [%]	T ₀ [°C]	Course du piston [mm]	Fréquence [Hz]	Gradient de température	Position [m]
Série 3-1	1.014	29	1,4 ± 12%	24,4	7,01	24,4	86°C/m	4L/5
Série 3-2	1.014	29	1,4 ± 12%	24,4	7,01	24,4	Non	4L/5
Série 3-3	1.016	37	1,8 ± 9%	24,4	7,01	24,4	86°C/m	4L/5
Série 3-4	1.016	37	1,8 ± 9%	24,4	7,01	24,4	Non	4L/5
Série 3-5	1.026	65	3,3 ± 6%	25	7,3	23,5	86°C/m	4L/5
Série 3-6	1.026	65	3,3± 6%	25	7,3	23,5	Non	4L/5
Série 3-7	1.020	0	0	24,6	7,01	0	86°C/m	4L/5

TABLEAU 4-5 - *Résumé des conditions d'expérimentation pour la configuration 3.*

	<i>Re_{NL}</i>	<i>M</i>	<i>Re_{δv}</i>	<i>Régime</i>	<i>Drive ratio</i>
Séries 3-1 et 3-2	0,33	0,0085	89	laminaire	1,4%
Séries 3-3 et 3-4	0,53	0,011	113	laminaire	1,8%
Séries 3-5 et 3-6	1,8	0,020	211	laminaire	3,3%

TABLEAU 4-6 - *Nombres sans dimension caractéristiques de cette configuration n°3.*

4.3.2 Résultats et discussion

La FIGURE 4-29 présente ces résultats pour les six premiers cas précédents. Il apparaît clairement que le gradient thermique affecte peu la variation temporelle de la vitesse axiale. Compte-tenu des erreurs d'incertitudes liées à la

méthode par PIV, les deux courbes tracées pour chaque test sont presque identiques. Des différences plus notables sont observées pour le niveau acoustique le plus important. A nouveau les courbes présentent des déformations dues aux non linéarités bien que celles-ci soient moins marquées. De plus l'amplitude semble cette fois-ci symétrique. Cette influence peu marquée des non linéarités est vérifiée par les valeurs faibles des nombres de Mach et de Reynolds du TABLEAU 4-6 qui montrent par ailleurs que le régime d'écoulement est laminaire.

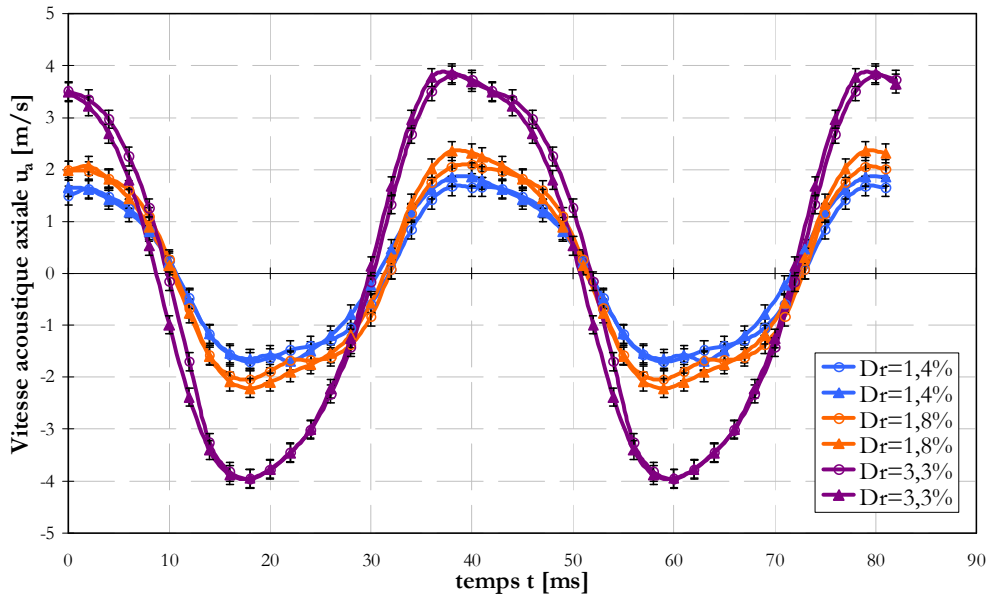


FIGURE 4-29 - Variations temporelles de la vitesse acoustique axiale selon trois drive ratios :

Bleu : 1.4%, Orange : 1.8%, Violet : 3.3% et

o : cas avec gradient thermique, ∇ : cas sans gradient thermique.

La FIGURE 4-30 présente le profil de vitesse résultant de l'écoulement seul engendré par la convection libre observée entre les échangeurs de chaleur à l'intérieur de la cellule PIV, sans présence d'une onde acoustique. Deux mesures ont été effectuées dans ces conditions :

- Pot vibrant éteint
- Gradient de température établi à 86°C/m

Elles donnent des résultats sensiblement identiques, ce qui assure la bonne répétabilité des expérimentations. La cellule de convection est très reconnaissable avec une amplitude maximale de vitesse de 3,5 cm / s.

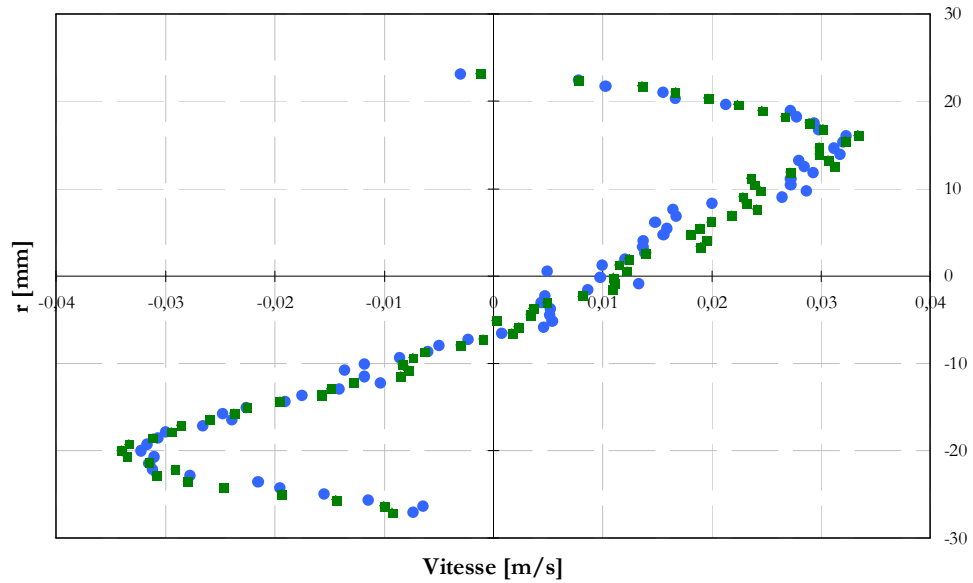


FIGURE 4-30 - *Convection libre à l'intérieur de la cellule PIV.*

En présence d'une onde, le streaming de Rayleigh se superpose au phénomène de convection naturelle, déformant le profil observé sur la FIGURE 4-30. Les trois profils résultant de cette superposition sont présentés sur la FIGURE 4-31. Ici le gradient de température est donc appliqué en présence d'ondes sonores, de sorte que l'écoulement moyen résulte de la convection naturelle et du streaming de Rayleigh développé à l'intérieur du résonateur : le flux thermo-convectif est superposé à l'écoulement acoustique. On remarque que plus le drive ratio est faible (série 3-1), moins le streaming est dominant, le profil de l'écoulement moyen et de la convection naturelle étant qualitativement identiques. Puis plus le drive ratio augmente, plus le profil se déforme (série 3-5). Le phénomène de streaming devient alors dominant dans le résonateur. Ainsi pour ces essais, au-delà d'un drive ratio supérieur à 1,8% le gradient de température imposé autour de la cellule de mesure n'a qu'une faible influence.

La FIGURE 4-32 qui présente les profils de l'écoulement moyen tracés pour les trois rapports drive ratios choisis, sans gradient thermique (séries 3-2, 3-4 et 3-6) permet d'appuyer ces affirmations. Ici seule l'influence du streaming est observée. On remarque que pour le cas où le drive ratio est égal à 3,3%, la forme du profil de vitesse du streaming est sensiblement identique à celle du profil de vitesse de l'écoulement moyen observé sur la FIGURE 4-31. Seule l'amplitude diffère. Les courbes de la FIGURE 4-33 illustrent une comparaison entre les profils de vitesse des écoulements de streaming avec et sans gradient de température. Des différences d'amplitudes qui varient de 10% à 100% sont observées. Ces différences sont inversement croissantes avec le drive ratio. Dans tous les cas, le gradient thermique influe de manière conséquente le streaming de Rayleigh tout

comme cela a été observé par [85]. Leurs travaux ont permis l'étude de quatre gradients de température transverses (0 à 75°C/m) dans un résonateur acoustique. Bien que le gradient que nous avons établi soit axial, un parallèle entre les deux études peut être fait de part les formes très ressemblantes des profils de streaming obtenus (voir FIGURE 2-11). Ces similarités viennent du fait que l'établissement d'un gradient, axial ou transverse, aboutit à la formation d'une cellule de convection quasiment identique dans les deux cas, dans le résonateur. Nabavi et al. [85] observent alors la disparition d'un des deux vortex de la cellule de Rayleigh et la prépondérance du second au fur et à mesure que le gradient augmente, menant à la formation d'un vortex unique. C'est ce que nous constatons également : FIGURE 4-34.

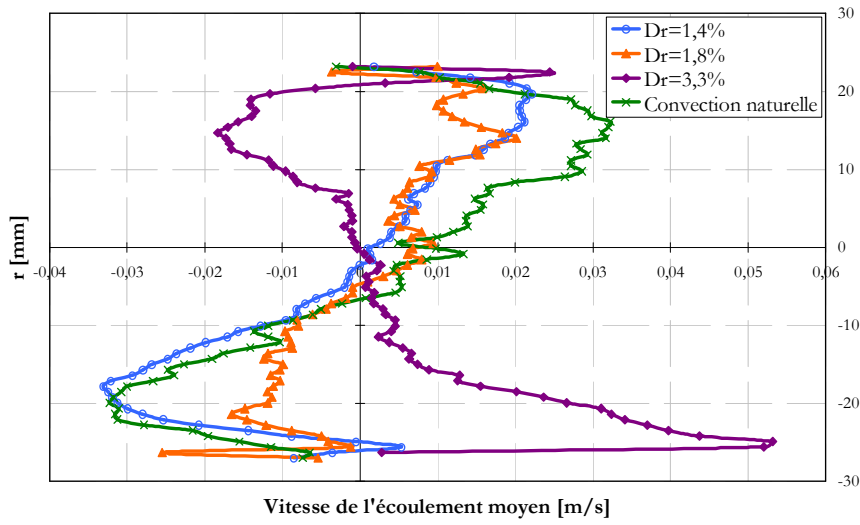


FIGURE 4-31 - Profils de l'écoulement moyen des séries 3-1, 3-3 et 3-5 comparé au profil de convection naturelle.

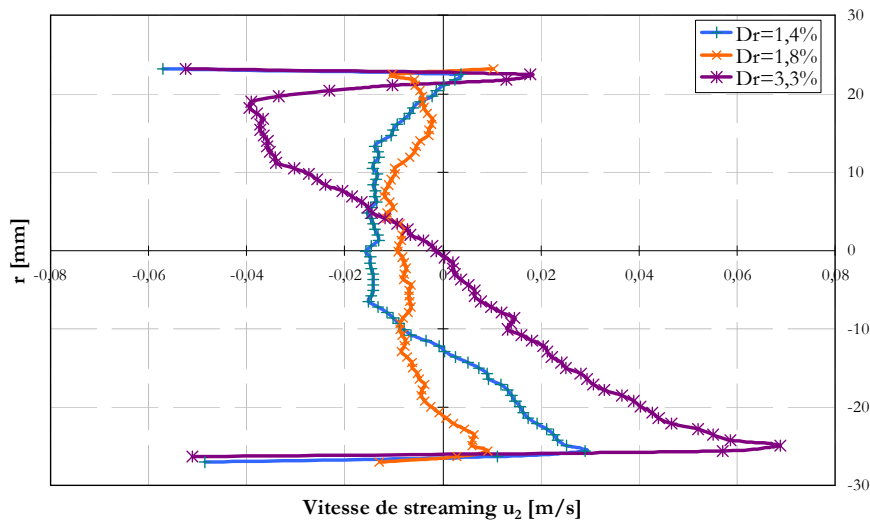


FIGURE 4-32 - Profils de streaming des séries 3-2, 3-4 et 3-6 :
× (bleu): 1.4%, ◇ (orange): 1.8%, * (violet): 3.3%.

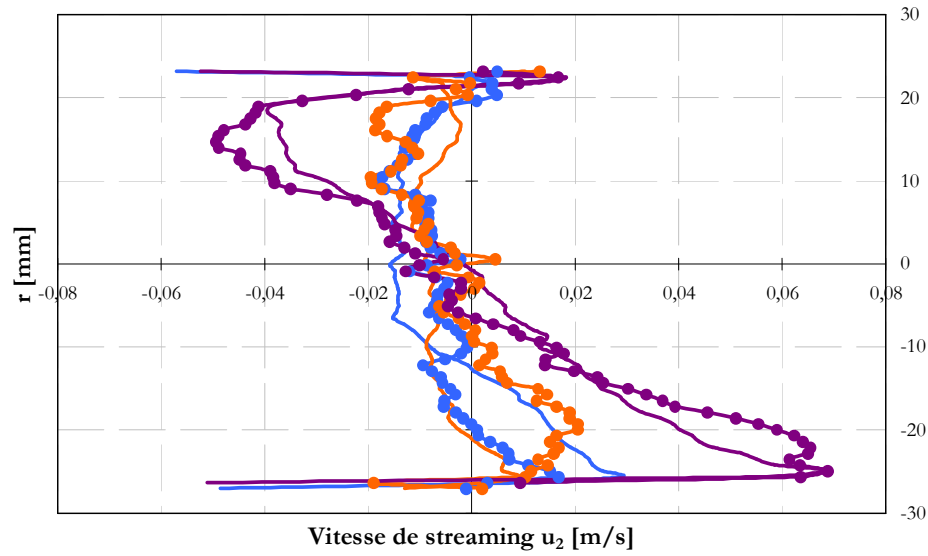


FIGURE 4-33 - Comparaison des profils de vitesse de l'écoulement de streaming selon trois drive ratios :
 Bleu : 1.4%, Orange : 1.8%, Violet : 3.3% et
 o : cas avec gradient thermique, ∇ : cas sans gradient thermique.

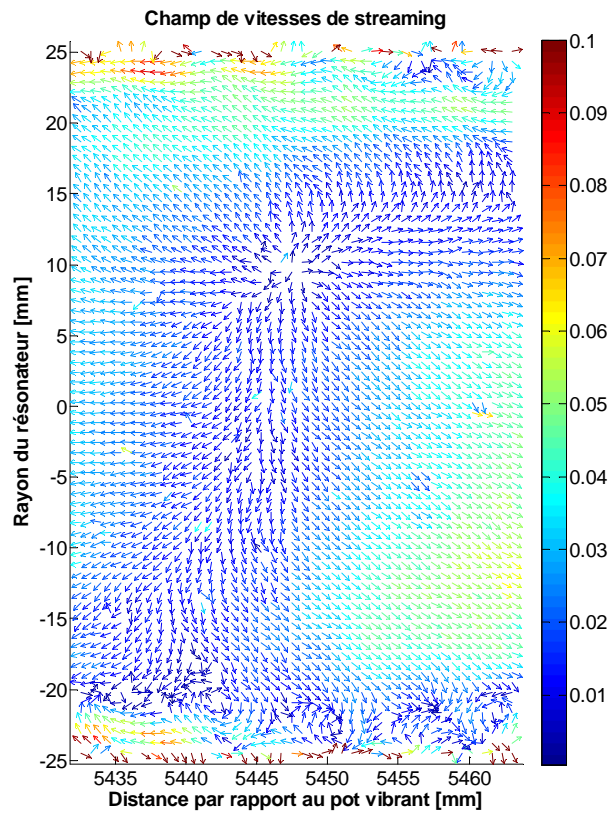


FIGURE 4-34 - Champ de vecteur vitesse du streaming de Rayleigh pour la série 3-5 ($Dr=3,3\%$, avec gradient de température).

4.4 Etude de l'influence de l'insertion du module thermoacoustique

Dans cette partie nous traitons de mesures réalisées avec le second dispositif, à section carrée. Ces séries de mesures ont été faites peu de temps avant la fin de cette thèse. Nous présentons donc ici les tous premiers résultats. De plus vastes développements et vérifications sont prévus par la suite afin de poursuivre l'investigation des écoulements non linéaires.

4.4.1 Configurations et conditions d'expérimentation

Les séries de mesures additionnelles ont été réalisées en insérant le module thermoacoustique (stack et échangeurs) à la place de la bride de jonction tel que schématisé sur la FIGURE 4-35. La longueur totale du résonateur est alors de 5,61m, soit une longueur d'onde de 11,22 m.

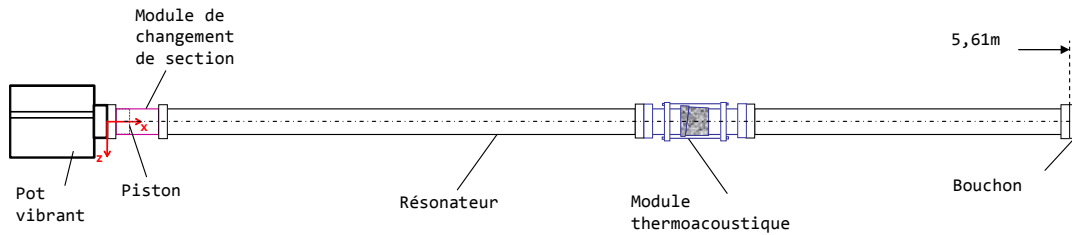


FIGURE 4-35 - Configuration avec le module thermoacoustique

N° de série de l'essai 2-1	6H-1	6H-2	6H-3
Libellé	6	6	6
Pression ambiante [mbar]	976	974	974
Température ambiante [°C]	18,6	21,1	21,8
Longueur couverte [mm]	1310-1521	1310-1521	1310-1521
Puissance chaude [W]	0	40	60,5
Gradient de température imposé [°C/m]	0	150	220

TABEAU 4-7 - Caractéristiques de chaque série de l'essai 2-1.

La fréquence de résonance est alors de 30,5Hz. Nous avons décidé de nous concentrer sur la zone de streaming maximum, soit $\lambda/8$, ce qui correspond à 1,4m, soit dans la zone couverte par la position 6 (cf. TABLEAU 4-4). Une première série de mesure a été réalisée sans gradient thermique et deux autres avec respectivement un gradient thermique de 150°C/m et de 220°C/m réalisé sur 10 cm.

La course du piston réglée est identique aux précédentes mesures. Pourtant il s'avère que la valeur du drive ratio est nettement inférieure à celle de l'essai 1-1 du TABLEAU 4-4. Le drive ratio de 1,7%, au lieu de 5,8% laisse penser que les non linéarités (si présentes) sont alors moins marquées.

Les vitesses acoustiques mesurées avec et sans gradient thermique ont été comparées et les résultats sont présentés sur la FIGURE 4-36. Les signaux, peu déformés, sont quasiment identiques. L'amplification thermoacoustique (c.-à-d. l'augmentation de la vitesse acoustique à la traversée du stack) n'est pas franche. Peut-être nous trouvons-nous trop loin de la source du stack et le gradient thermique est trop faible pour observer franchement son influence.

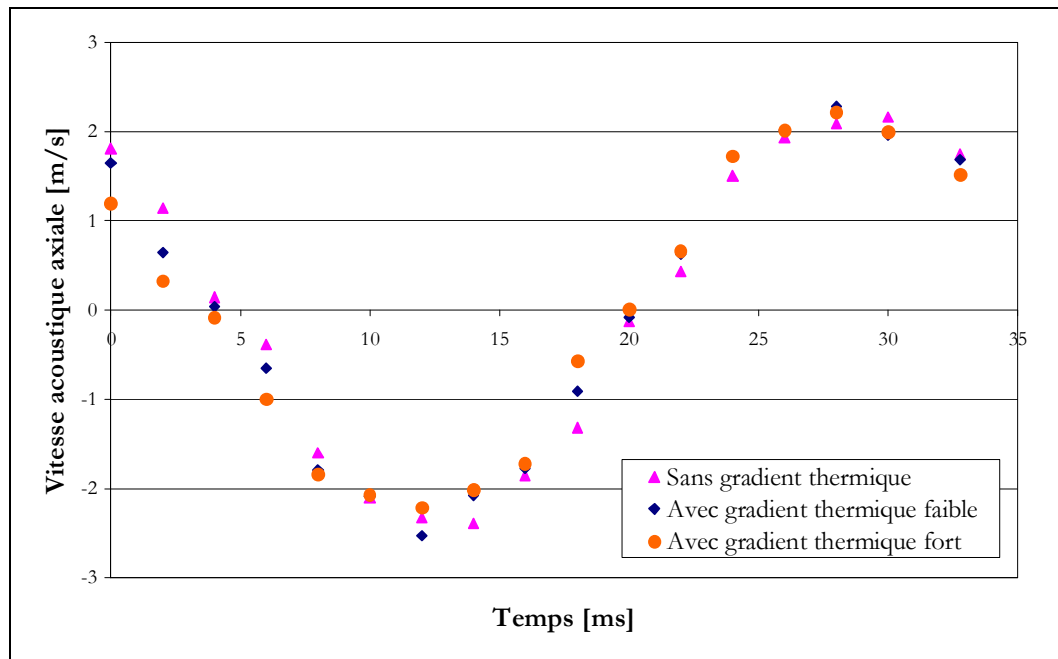


FIGURE 4-36 - Variation de la vitesse acoustique sur une période. En rose les résultats obtenus sans gradient et en bleu et orange les résultats obtenus respectivement avec un gradient thermique de 150°C/m et 220°C/m.

De même l'influence du gradient de température sur le streaming de Rayleigh ne semble pas importante pour le faible gradient (voir FIGURE 4-37). Les deux courbes expérimentales ont des amplitudes très similaires et proches du profil déduit de l'équation 2-42 de Rayleigh. Avec le gradient de température « fort », l'écoulement est très fortement perturbé dans la zone de mesure à tel point que la technique mise en œuvre pour extraire le profil de streaming est inopérante pour ces conditions.

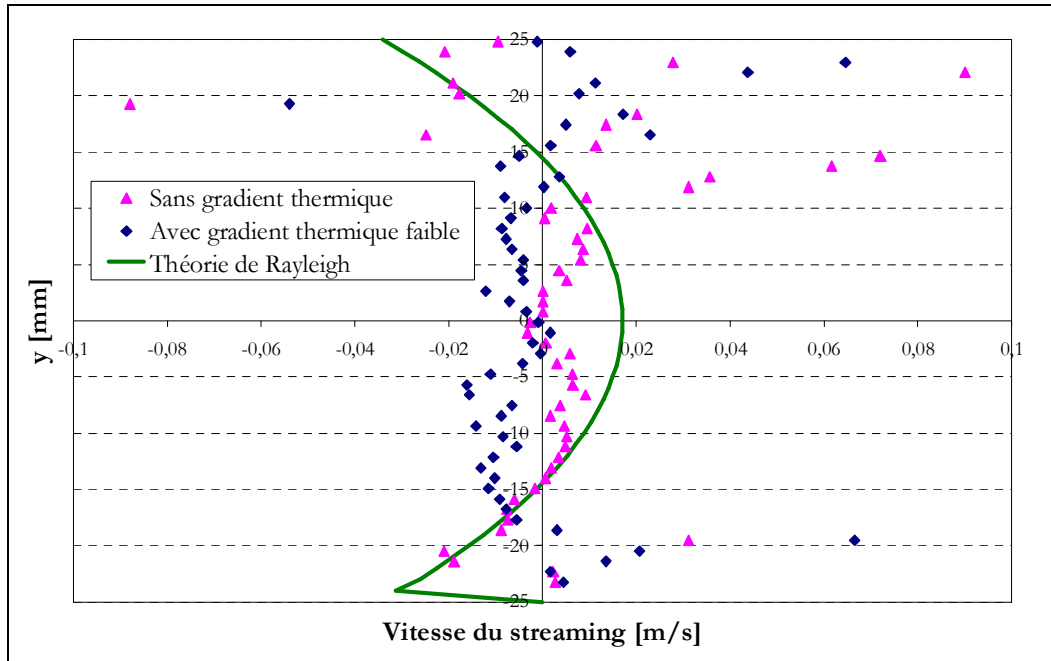


FIGURE 4-37 - Comparaison des profils du streaming de Rayleigh dans le cas d'un gradient thermique établi et sans gradient thermique.

Malgré le peu de résultats concernant l'influence du gradient et de l'insertion de l'amplificateur thermoacoustique, il semblerait que l'étude de la température du fluide dans le résonateur fournisse de nouvelles informations. Tel qu'indiqué sur la FIGURE 4-38, la présence du module a créé un gradient de part et d'autre du stack de l'ordre de 5°C/m. Les températures aux extrémités du résonateur ne sont guère modifiées.

Les deux figures (FIGURE 4-39 et FIGURE 4-40) sont relatives à la pression dans le résonateur.

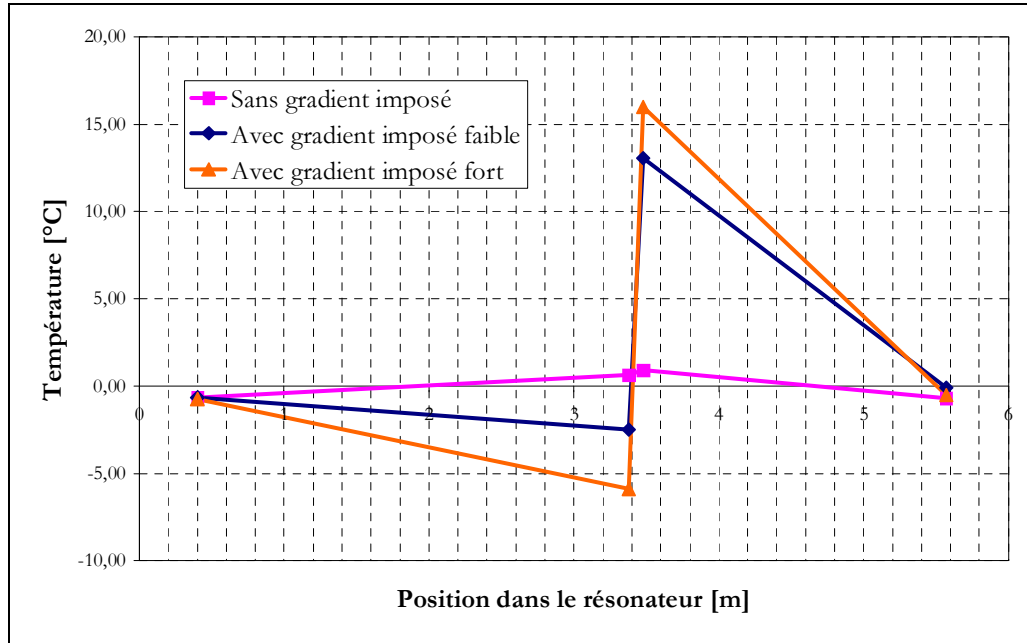


FIGURE 4-38 - Profil d'évolution de la température à la paroi dans le résonateur par rapport à la température ambiante de la pièce.

La propagation de l'onde est cependant jugée peu non linéaire dans le résonateur, comme le montrent les FIGURE 4-39 et FIGURE 4-40. Sur ces figures, seuls les résultats relatifs aux conditions de mesures sans gradient de température sont présentés car ces résultats diffèrent très peu et sont même très similaires à ceux pour lesquels le gradient était imposé. Les amplitudes de pression dans le résonateur sont proches de l'évolution sinusoïdale, contrairement à ce que nous avons constaté dans l'étude précédente. En outre le spectre fréquentiel montre que le rapport du premier harmonique sur la fréquence fondamentale ne dépasse pas les 40% alors qu'il atteignait 60% sur la FIGURE 4-15. Cependant la même tendance est observée : les pressions au centre du résonateur présentent des harmoniques d'intensités fortes en comparaison avec ce qui est mesuré aux extrémités.

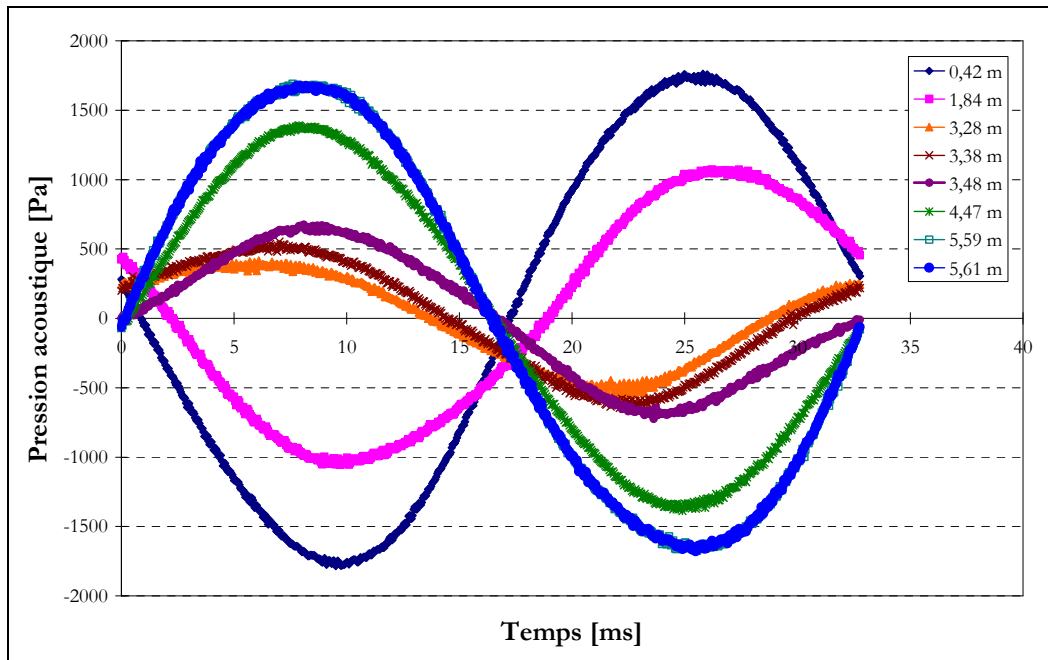


FIGURE 4-39 - Evolution temporelle de la pression acoustique à différentes positions dans le résonateur.

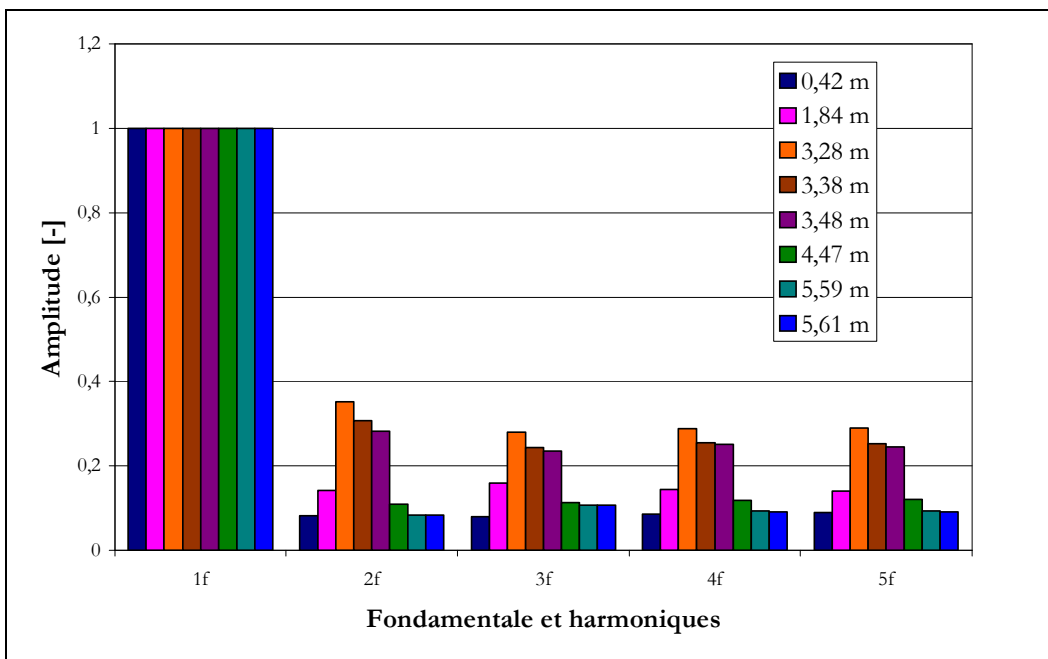


FIGURE 4-40 - Spectre fréquentiel des différents signaux de pression dans le résonateur avec le module thermoacoustique.

4.5 Conclusions

Les expérimentations réalisées sur chacun des deux résonateurs ont permis de mettre en évidence des phénomènes différents d'un résonateur à l'autre. L'apparition d'une onde de choc dans le résonateur transparent, phénomène non attendu du fait des faibles valeurs du nombre de Mach, ouvre des perspectives d'expérience nouvelles. Ces deux études restent avant tout complémentaires et en particulier l'étude du streaming acoustique de Rayleigh a pu être élargie à une plus grande échelle, à savoir obtenir la totalité du phénomène, grâce au second montage. La présence de deux paires de cellules de Rayleigh s'étendant tout au long du canal, corroborée par la deuxième campagne de mesures sur le résonateur transparent a été vérifiée.

Dans l'ensemble les résultats des essais ont apporté une variété de conclusions même si certaines observations nécessiteraient des investigations complémentaires pour en préciser l'interprétation physique. Certains ont permis de vérifier des conclusions apportées lors de précédentes études dans le domaine de l'acoustique et de la thermoacoustique. D'autres résultats obtenus ouvrent de nouvelles perspectives dans l'analyse de la propagation des ondes en guide d'onde, telle la révélation de la présence des ondes de choc comme indiqué précédemment.

D'autre part l'étude de l'influence d'un gradient de température présent dans un milieu poreux et interagissant avec les ondes acoustiques se révèle d'une grande complexité et méritera de plus amples considérations. Il s'agit ici d'un domaine crucial pour lequel se joue l'amélioration de l'efficacité des machines thermoacoustiques (effet des écoulements secondaires, formation d'harmoniques, pertes...)

Dans tous les cas, de nouvelles campagnes d'expériences sont à venir de manière à approfondir et à éclaircir les premiers résultats présentés dans ce mémoire.

Conclusion

L'intitulé initial de cette thèse était la « dynamique des écoulements pulsés instationnaires avec transferts de chaleur » avec une application particulière à la thermoacoustique. Ce domaine de recherche étant relativement nouveau, un large champ de perspectives nous est alors offert. L'étude de la propagation acoustique non linéaire telle que les écoulements redressés/streaming de Rayleigh n'est pas nouvelle mais une rapide recherche bibliographique nous indique qu'appliquée à la thermoacoustique elle est loin d'être achevée. Or, développer la compréhension fondamentale des effets non-linéaires et notamment déterminer la contribution respective des différents phénomènes entraînant des pertes additionnelles au sein des résonateurs thermoacoustiques est un des objectifs majeurs de la thermoacoustique. Un objectif pas si élémentaire car ces phénomènes mènent généralement à des situations délicates où les interactions et couplages entre les différents effets rencontrés sont très présents.

Le laboratoire étant coutumier des techniques de mesures optiques comme les vélocimétries laser (PIV, LDV...) et disposant ainsi de moyens efficaces de mesures, axer notre travail vers une étude expérimentale est apparu comme évident. Cependant la mise en place d'un système de mesure reste délicate, quelque soit le phénomène exploré. De plus de par son caractère non linéaire, sa faible vitesse ou ses interactions diverses avec la température ou la pression, le streaming de Rayleigh apporte des difficultés supplémentaires. Des contraintes additionnelles sont à prendre en compte lors du montage expérimental. Le choix du résonateur, ses dimensions, sa géométrie, le choix de l'excitation sonore, le choix du système de mesures sont autant de paramètres à gérer et approfondir avant de décider de la version finale du dispositif. Le premier challenge de cette thèse a donc été de construire un banc expérimental en jonglant avec l'ensemble de ces notions nouvelles et encore peu explorées au laboratoire.

Les avantages de la Vélocimétrie par Image de Particules (non intrusive, bonne résolution spatiale) rendent cette technique une des plus appropriées à la

mesure du streaming acoustique. Pour contourner les difficultés de mesures liées au résonateur (opaque, à section circulaire, long), il a fallu réfléchir à un système permettant au maximum de simplifier le déroulement des mesures. De plus les vitesses de streaming étant faibles et couplées aux fluctuations acoustiques, leur détermination nécessite un post traitement plus important que d'habitude. Face au nombre important d'images à traiter, automatiser ce processus s'est avéré capital. Il était par ailleurs essentiel d'y associer des mesures de température et de pression afin de connaître les conditions à l'intérieur du résonateur lors de l'établissement de l'onde.

La validation du système de mesure sur le premier résonateur a donné l'opportunité de confirmer l'établissement du streaming acoustique de Rayleigh. La présence de deux paires de cellules de Rayleigh, corroborée par la deuxième campagne de mesures sur le résonateur transparent a été mise en évidence et étudiée de façon détaillée. L'étude de la vitesse acoustique pour plusieurs drive ratio a permis de confirmer la limite de $Re_{\delta v} = 293$ correspondant à la transition de l'écoulement à la turbulence qui avait déjà été observée par [49], [50] ou [51] (voir Annexe D). Cependant malgré ces résultats encourageants qui d'une part ont été vérifiés lors de précédentes études [54] ou [55] et d'autre part partiellement décrits par la théorie, d'autres observations conduisent à des résultats dont l'interprétation physique reste hypothétique voire en contradiction avec certaines prédictions théoriques. Ainsi le gaz de travail (étude en Annexe E) dans notre résonateur semble avoir une influence complètement opposée à ce qui est généralement décrit sans que nous ayons d'éléments d'explication à proposer compte tenu de la bonne confiance que nous pouvons accorder à nos résultats expérimentaux.

Une seconde étude plus exploratoire a été abordée : elle visait à étudier l'influence sur l'écoulement d'un gradient de température imposé. Les résultats ont été encourageants et ont été complétés lors de la mise en place d'un second résonateur acoustique. Sa conception a été étudiée en fonction des conclusions révélées par les premiers résultats. Il offre la possibilité d'étudier les vitesses dans totalité du résonateur. Outre des vitesses de streaming qui vérifient l'équation de Rayleigh, ces résultats ont mis en évidence la formation d'une onde de choc se propageant d'une extrémité à l'autre du résonateur. Ce phénomène inattendu ouvre des perspectives intéressantes pour l'exploitation de ce nouveau banc d'analyse des phénomènes thermoacoustiques.

On a par ailleurs vérifié que la propagation d'une onde dans le résonateur dans lequel un stack a été inséré a créé un petit gradient de température correspond à un fonctionnement en réfrigérateur ou pompe à chaleur thermoacoustique.

Ces résultats ont donc fourni une variété de conclusions. Certains ont permis de vérifier des conclusions apportées lors de précédentes études dans le domaine. D'autres ont mis en évidence des contradictions avec ce que prédit la théorie. Enfin certains ouvrent de nouvelles perspectives dans l'analyse des tubes

résonants. L'étude des ondes de choc pourrait être à elle toute seule un thème intéressant pour les travaux futurs. Dans tous les cas, cette première thèse expérimentale sur les phénomènes thermoacoustiques a permis de mettre en place deux bancs d'essais complémentaires. Leur exploitation ne fait que débiter et de nombreuses perspectives sont attendues sur l'étude du streaming, de l'amplification acoustique, des stacks, des couches limites et de l'adaptation des techniques expérimentales comme les méthodes optiques ou l'utilisation de micro thermocouples.

Annexe A

Plans relatifs au résonateur opaque

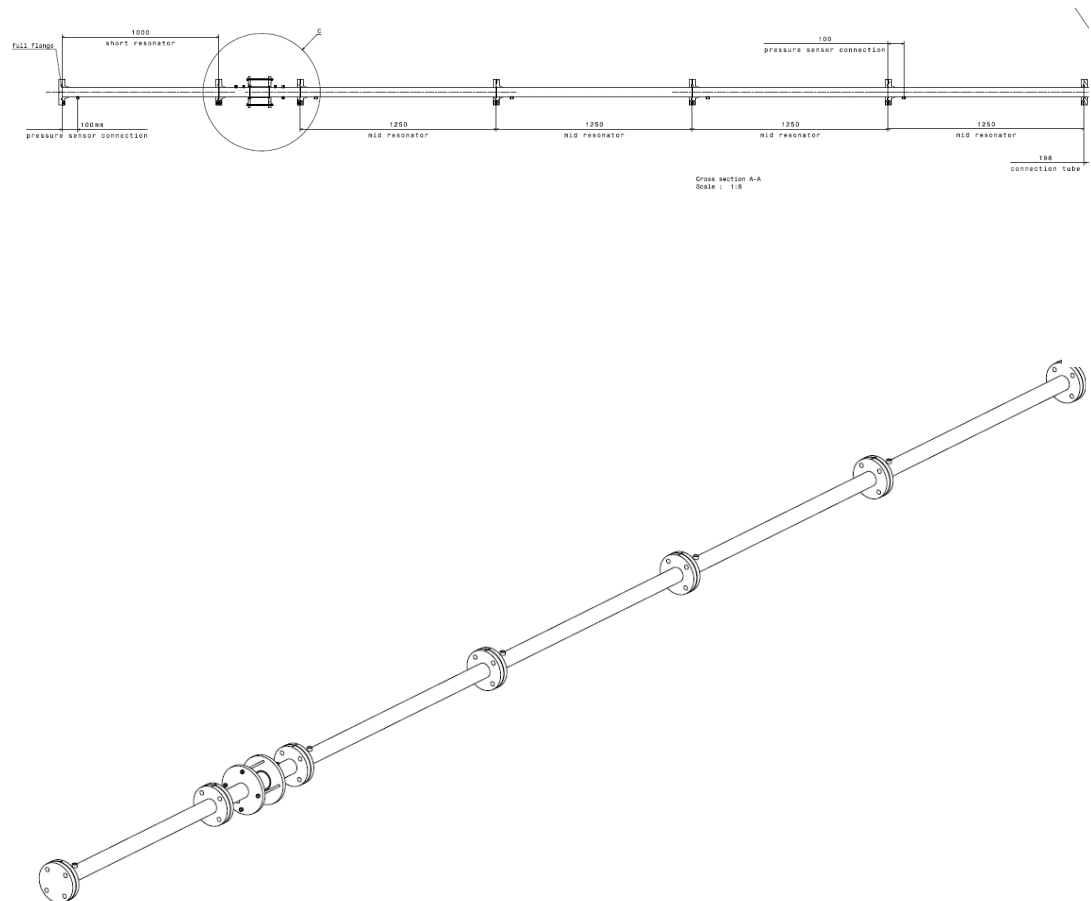


FIGURE A-1 – *Plans et dimensions du résonateur en inox.*

Annexe B

Photos des montages optiques de la PIV pour le résonateur
transparent



FIGURE B-1 - *Photo d'ensemble du dispositif expérimental.*

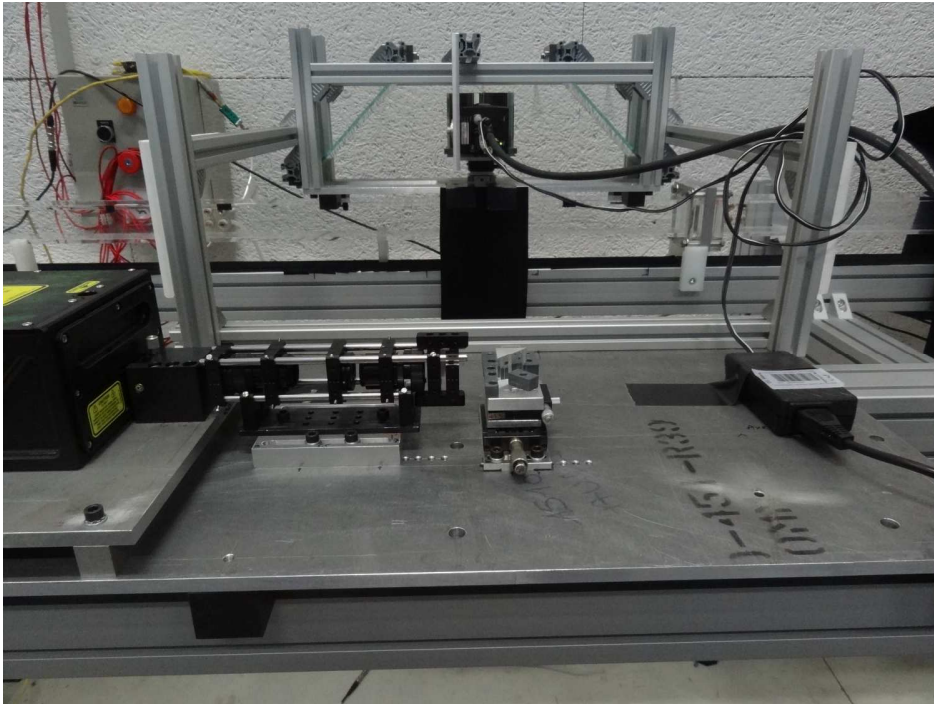


FIGURE B-2 - *Photo des deux montages optiques PIV.*

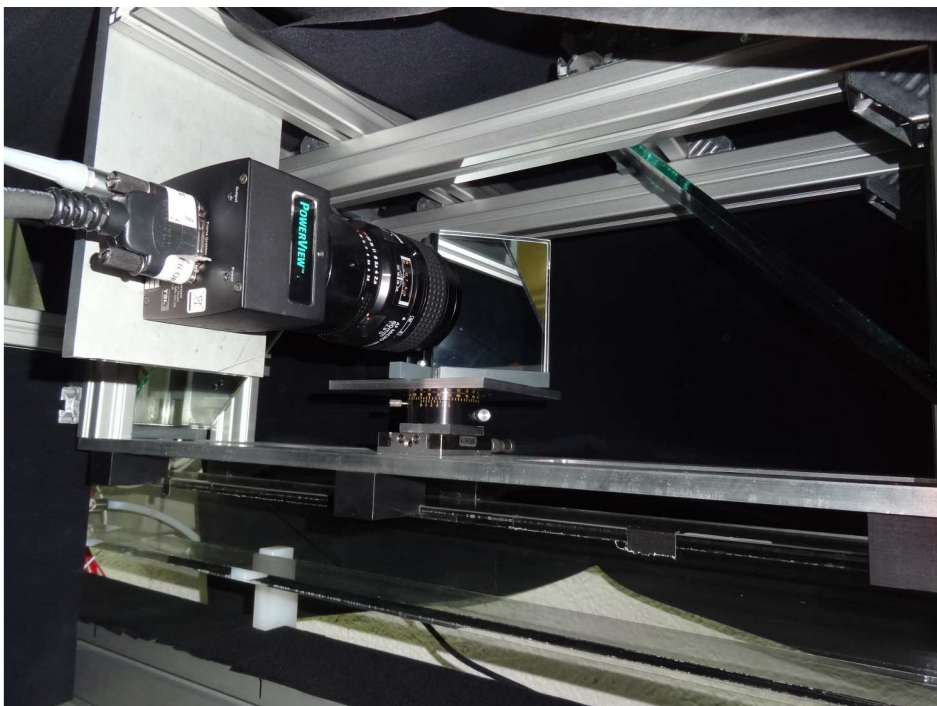


FIGURE B-3 - *Montage optique de réception des images avec la caméra au premier plan.*

Annexe C ■

Etude numérique du résonateur opaque

Parallèlement aux investigations expérimentales, une étude numérique a été réalisée en partenariat avec l'Université de Bizerte en Tunisie et plus précisément en collaboration avec Wissal Kdous actuellement étudiante en doctorat.

L'étude a été menée avec le logiciel Fluent© où les équations de Navier Stokes en 2-D pour les écoulements compressibles instables sont résolues. L'algorithme SIMPLE est utilisé pour le couplage pression/vitesse et un algorithme du premier ordre implicite est utilisé pour l'intégration du temps. Le domaine de calcul a été simplifié par rapport au résonateur de la configuration 1. Les simulations ont en effet été réalisées en prenant en compte la présence de la cellule de mesure. Le domaine 2D est alors réduit à un canal rectangulaire, fermé à une extrémité d'une longueur de 6,85 m et d'une hauteur de 56.3mm qui correspond au diamètre du résonateur acoustique (FIGURE C-1). L'onde stationnaire acoustique est déclenchée par déplacement d'un piston dans la direction axiale au moyen d'une technique de maillage dynamique. Aucune condition de glissement n'est considérée pour les couches limites supérieures et inférieures et pour l'extrémité fermée du résonateur.

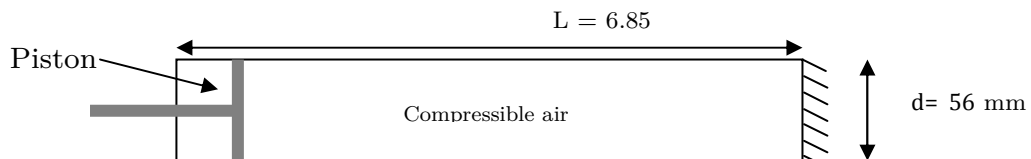


FIGURE C-1 - *Domaine de simulations.*

Les 20000 cellules du maillage sont rectangulaires (cf. FIGURE C-2). Le maillage a été raffiné près du mur de façon à avoir six points dans la couche limite visqueuse. La résolution dans cette zone est nécessaire, car la formation du streaming acoustique de Rayleigh est principalement induite par l'interaction entre l'onde acoustique et la couche limite visqueuse.

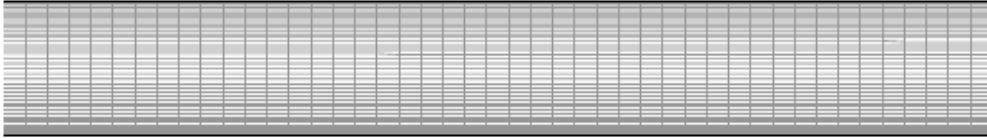


FIGURE C-2 - *Domaine maillé.*

La fréquence de déplacement du piston a été fixée à la fréquence de résonance du tube, soit 25 Hz. L'air à pression atmosphérique contenu dans le résonateur est considéré comme parfait.

Le nombre de périodes nécessaires pour parvenir à stabiliser un vent acoustique quasi stationnaire est élevé ce qui nous conduit à réaliser une simulation dont les résultats ont été extraits après 150 cycles.

La FIGURE C-3 illustre l'évolution temporelle de la vitesse acoustique pour le drive ratio de 5,5%. Un bon accord est trouvé entre les résultats expérimentaux et numériques. La FIGURE C-4 présente la comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour le drive ratio de 5,5%. Cependant les simulations numériques, tout comme l'expérience, ne montrent aucune présence de cellules «intérieures». Les amplitudes de vitesses restent similaires d'un résultat à l'autre.

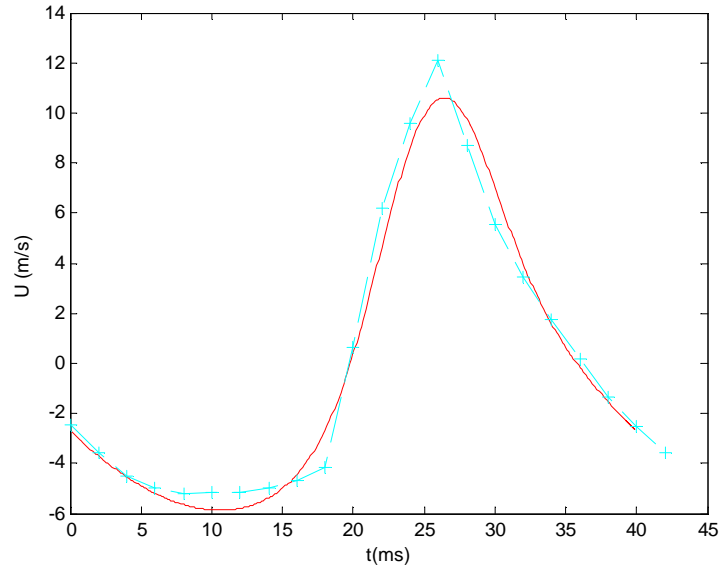


FIGURE C-3 - *Variations temporelles de la vitesse axiale sur une période pour le drive ratio de 5,5%*
 -+- résultats PIV; — résultats numériques.

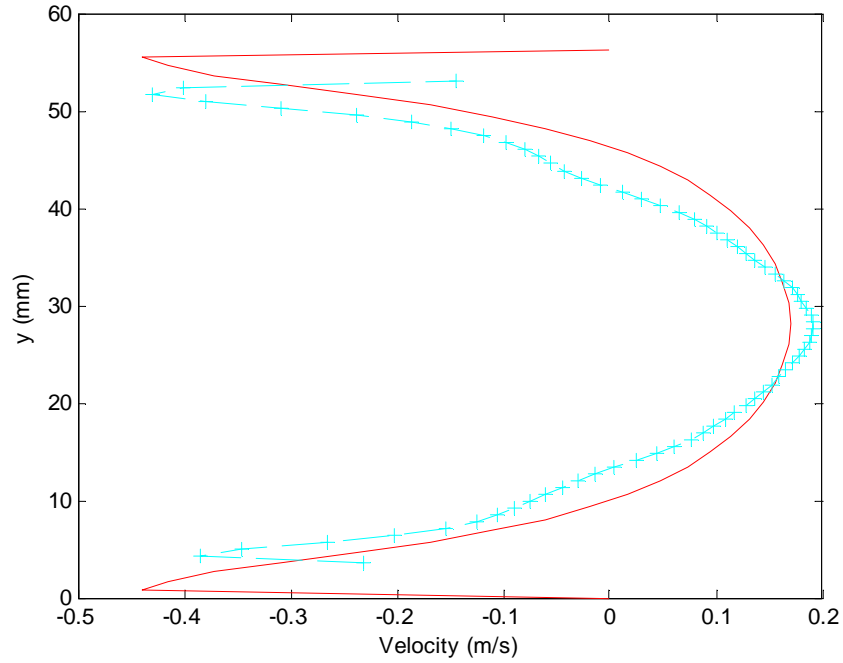


FIGURE C-4. *Profils de vitesse du streaming pour le drive ratio de 5,5%*
 -+- résultats PIV; — résultats numériques.

Annexe D

Etude sommaire de la transition à la turbulence

On souhaite étudier la transition à la turbulence. Une étude sommaire de l'écoulement en couche limite est réalisée. On suppose pour cela que l'écoulement est laminaire. Puis un modèle théorique de la vitesse acoustique en couche limite est présenté. Enfin les résultats expérimentaux sont comparés avec le modèle.

D.1 Modèle théorique en couche limite laminaire

Pour cette étude on considère deux plans parallèles aux parois rigides, séparés d'une distance $2R$ suivant l'axe y et de longueur infinie suivant l'axe de propagation x . Cela revient à étudier un résonateur, dont les effets de bord ne sont pas pris en compte, de section carrée de côté $2R$ et de longueur infinie.

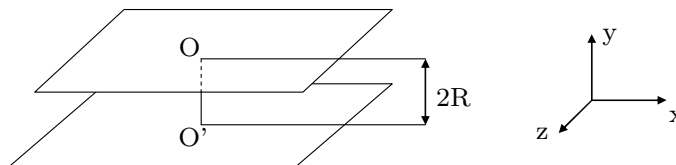


FIGURE D-1 - *Conditions géométriques du modèle théorique en couche limite.*

L'écoulement est supposé bidimensionnel et l'hypothèse est faite que le fluide est incompressible (faible nombre de Mach). On suppose par ailleurs que le gaz est parfait.

Nous nous situons ainsi dans le cadre de l'acoustique linéaire. On suppose en outre que la longueur d'onde est grande devant l'épaisseur de couche limite visqueuse.

Une onde de fréquence f_r se propage entre les deux plans suivant la direction x . En l'absence d'onde la vitesse des particules est nulle.

La température du fluide est uniforme et égale à celle des parois.

Pour la clarté des explications, nous rappelons la formulation des différentes variables mises en jeu, en suivant la notation établie par Rott [4], puis par Swift [5] :

$$p(x, t) = p_0 + \Re[p_a(x) \exp(i\omega t)] \quad (D.1)$$

$$u(x, r, t) = \Re[u_a(x, r) \exp(i\omega t)] \quad (D.2)$$

$$\rho(x, r, t) = \rho_0 + \Re[\rho_a(x, r) \exp(i\omega t)] \quad (D.3)$$

La composante suivant x de l'équation de la quantité de mouvement fournit la relation [5] :

$$i\omega\rho_0 u_a = -\frac{dp_a}{dx} + \mu \frac{\partial^2 u_a}{\partial r^2} \quad (D.4)$$

Les conditions aux limites imposées par les parois planes fixes sur le fluide sont les suivantes :

$$u_a(\pm R) = 0 \quad (D.5)$$

La solution de l'équation 5.7 est alors la suivante :

$$u_a = \frac{i}{\omega\rho_0} (1 - h_v(r)) \frac{dp_a}{dx} \quad (D.6)$$

h_v est une fonction thermoacoustique définie primitivement par Rott qui dépend de la géométrie du canal. En l'occurrence, pour deux plaques planes séparées d'une distance de $2R$, h_v est donnée par l'expression suivante :

$$h_v(r) = \frac{\cosh((1+i)\frac{r}{\delta_v})}{\cosh((1+i)\frac{R}{\delta_v})} \quad (D.7)$$

En intégrant l'équation 5.8 sur la hauteur $2R$ selon r , on trouve :

$$\frac{i}{\omega \rho_0} \frac{dp_a}{dx} = \frac{u_{r=0}}{1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{1+i}{\delta_v} R\right)}} \quad (D.8)$$

Ainsi après substitution,

$$u_a = \frac{u_{r=0}}{1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{1+i}{\delta_v} R\right)}} \frac{\cosh\left(\frac{1+i}{\delta_v} r\right)}{\cosh\left(\frac{1+i}{\delta_v} R\right)} \quad (D.9)$$

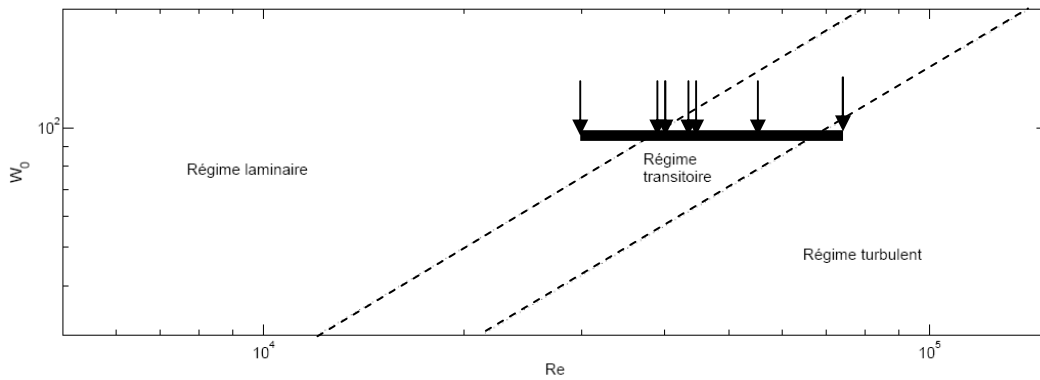
avec la notation:

$$a = \frac{1+i}{\delta_v} \quad (D.10)$$

D.2 Analyse des résultats

Les FIGURES D-2 à D-6 qui suivent présentent une comparaison en couche limite acoustique des profils de vitesse acoustique mesurée par PIV avec le modèle de théorie linéaire laminaire précédent, et ce pour chaque phase du cycle. Les mesures ont été réalisées dans le résonateur en inox. Les conditions sont celles des TABLEAUX 4-1 et 4-2.

La FIGURE D-2 présente le diagramme de stabilité. Chaque flèche représente les points de conditions des sept mesures 1-1 à 1-7. On voit que la majorité des expérimentations ont été faites dans le zone de transition où l'écoulement n'est pas totalement laminaire mais pas franchement turbulent non plus. C'est cette zone de transition qui va être étudiée dans cette partie.

FIGURE D-2 - *Diagramme de stabilité et zone de mesures.*

Avant de commenter les courbes qui suivent, on remarquera que le nombre de points de mesure en couche limite est assez faible ce qui limite la qualité des tracés. Malgré cela certaines tendances peuvent être révélées.

Pour ces écoulements turbulents, la vitesse prédite par la théorie est plus élevée que celle déterminée expérimentalement. Plus exactement, loin de la paroi, en se rapprochant du centre, les différences observées entre la théorie et les mesures sont plus nettes lors des phases de décélération (phases 1 à 6 et phases 15 à 22). Lors des phases d'accélération, il y a un recollement des mesures avec la théorie. Ceci confirme d'ailleurs les résultats trouvés par Ohmi et al. [96] qui affirment que des bouffées turbulentes apparaissent lors des phases de décélération seraient à l'origine de perturbations dans l'écoulement. Puis lors des phases d'accélération, le fluide deviendrait laminaire à nouveau.

Tout se passe comme si les perturbations semblaient provenir de la proche paroi en se propageant progressivement vers le centre du résonateur lorsque Re_{δ_v} augmente, autrement dit lorsque la turbulence augmente. Ces résultats permettent d'affirmer que le régime turbulent observé est en fait le régime turbulent discontinu, tel que l'a défini Hino et al. [55] et tel qu'observé par [49][50][96].

Il est intéressant de noter que pour l'ensemble des cas le maximum de vitesse est atteint près de la paroi et non pas au centre comme l'on pouvait s'y attendre. Il s'agit bien de « l'annulus effect », généré par les forces d'inertie et de viscosité [51] et souvent évoqué dans la littérature.

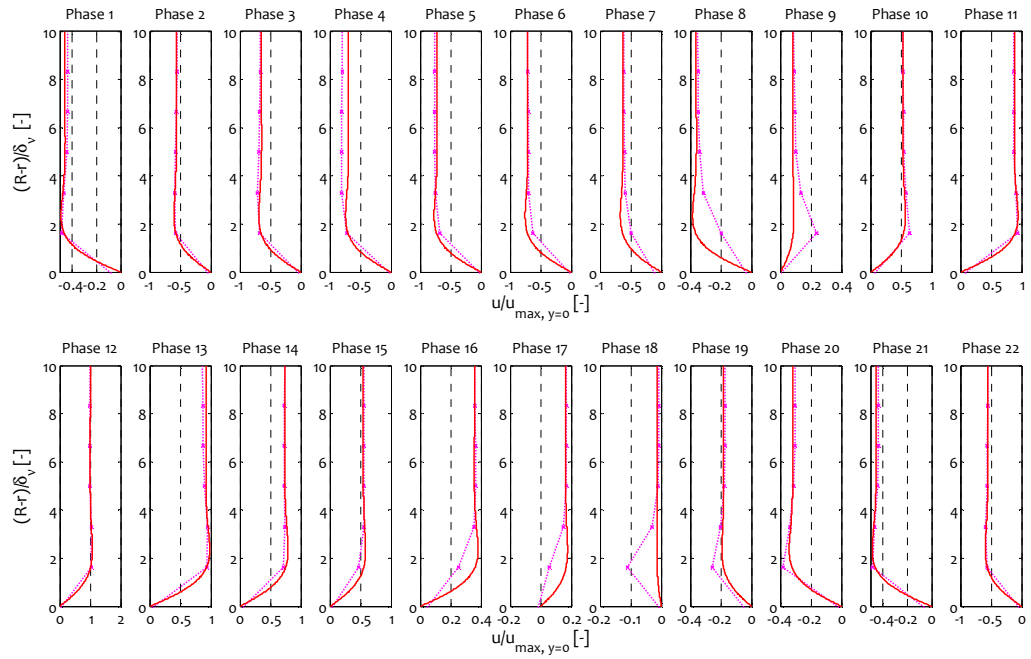


FIGURE D-3 - *Profils de vitesse acoustique adimensionnée, en proche paroi :*
 $Dr=4,1\%$
Pointillés : PIV, Trait lisse : Théorie linéaire.

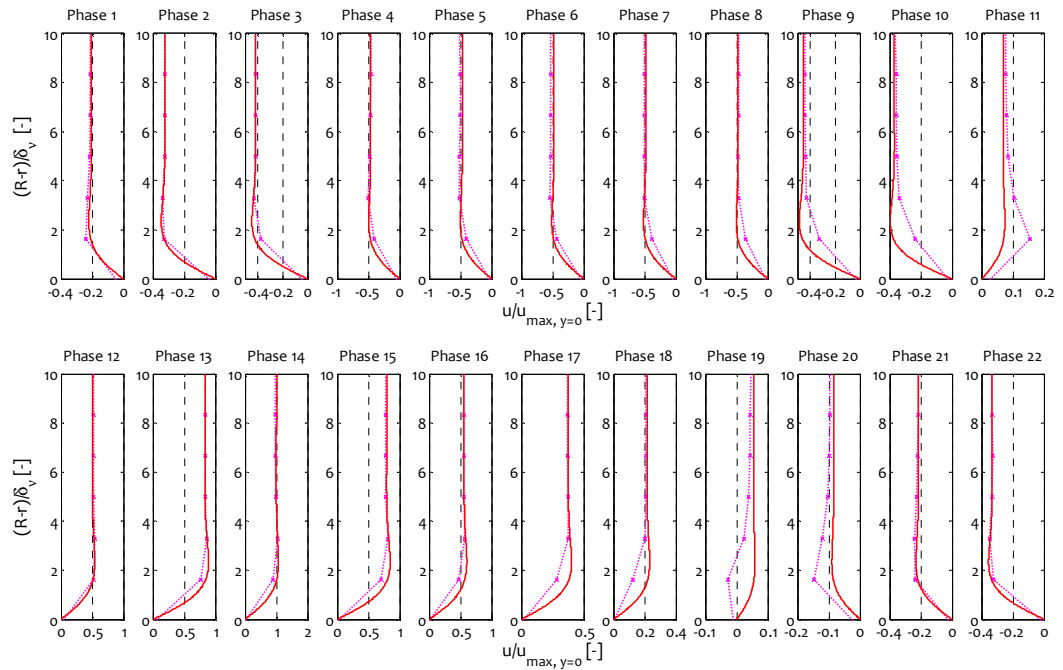


FIGURE D-4 - *Profils de vitesse acoustique adimensionnée, en proche paroi :*
 $Dr=4,2\%$
Pointillés : PIV, Trait lisse : Théorie linéaire.

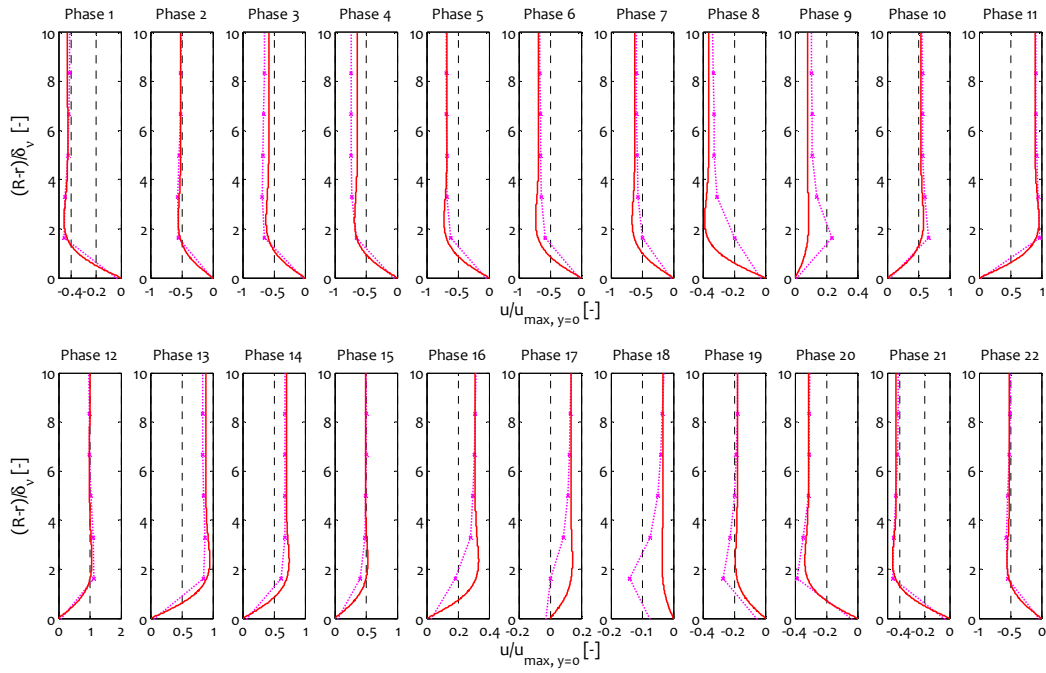


FIGURE D-5 - *Profils de vitesse acoustique adimensionnée, en proche paroi :*

$$Dr=4,7\%$$

Pointillés : PIV, Trait lisse : Théorie linéaire.

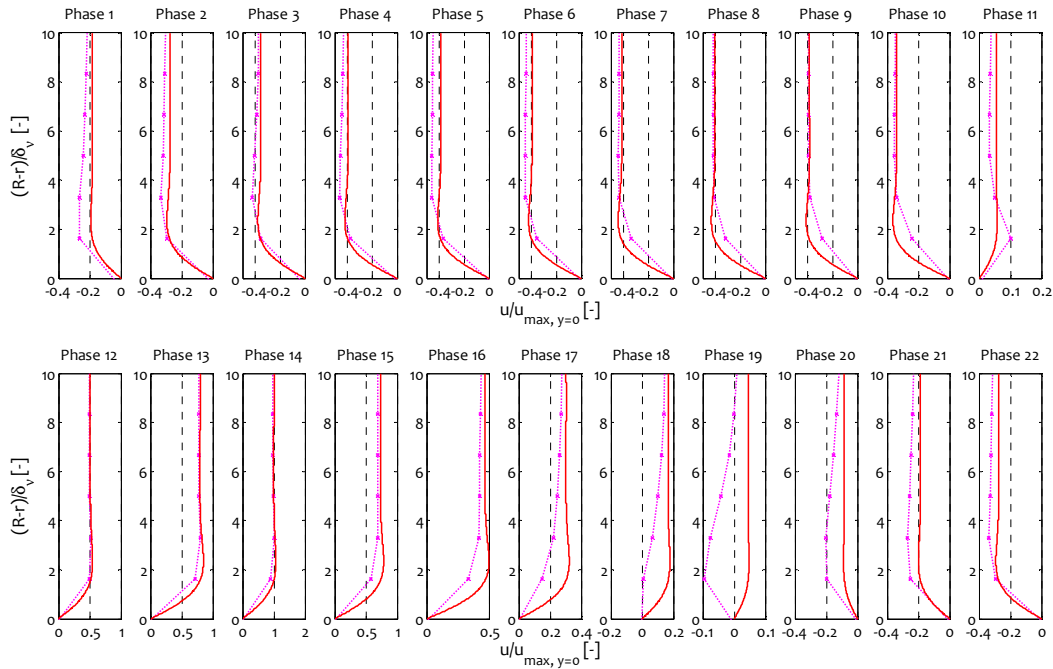


FIGURE D-6 - *Profils de vitesse acoustique adimensionnée, en proche paroi :*

$$Dr=5,5\%$$

Pointillés : PIV, Trait lisse : Théorie linéaire.

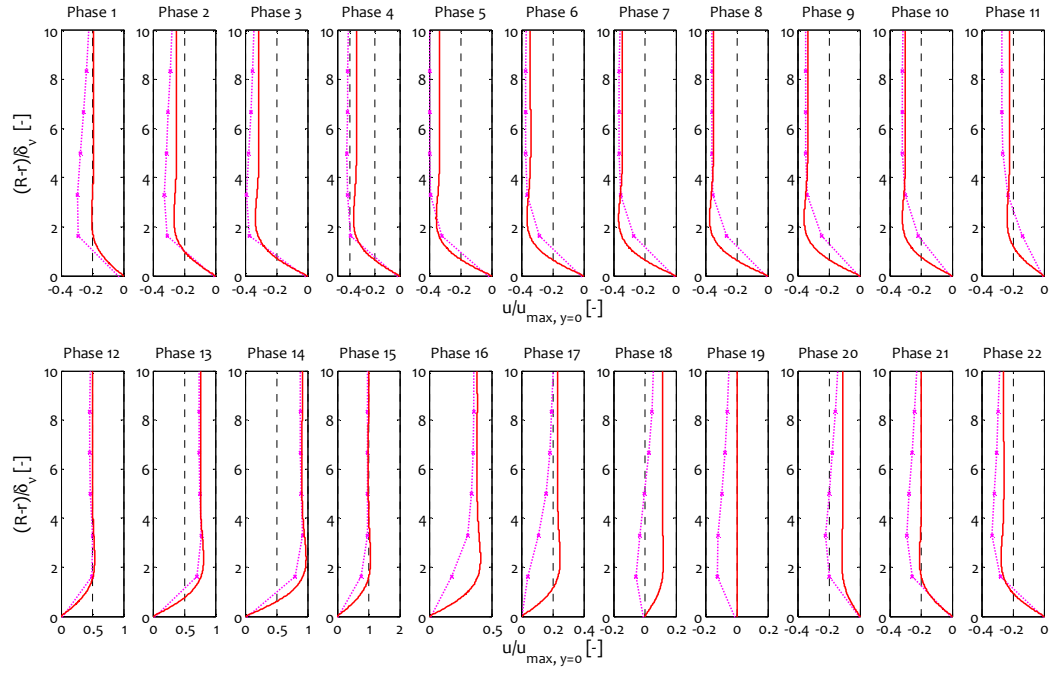


FIGURE D-7 - *Profils de vitesse acoustique adimensionnée, en proche paroi :*

$Dr=6,8\%$

Pointillés : PIV, Trait lisse : Théorie linéaire.

Annexe E

Etude de l'influence du gaz de travail

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence de la nature du gaz de travail qui remplit le résonateur sur le streaming de Rayleigh.

Trois séries seront décrites pour la géométrie relative à la configuration n°2 du résonateur en inox. Le TABLEAU E-1 ci-dessous résume les conditions d'expérimentations. Les mesures ont été une fois de plus réalisées à la pression atmosphérique. La fréquence fixée par le générateur acoustique est la fréquence de résonance, soit 23,1Hz et 25Hz, respectivement pour l'argon et l'air.

	Gaz de travail	Fréquence [Hz]	P ₀ abs [mbar]	P _a [mbar]	Drive ratio [%]	T ₀ [°C]	Course du piston [mm]	Position [m]
Série 2-4	Air	25	1026	51	4,9±7%	20,5	12	4L/15
Série 2-5	Argon	23,1	1027	46	4,4±8%	20	12	4L/15
Série 2-6	Argon	23,1	1024	54	5,3±7%	19,7	12	4L/15

TABLEAU E-1 - *Conditions d'expérimentation relatives à la configuration 2 du résonateur en inox dans le but d'étudier l'influence du gaz de travail sur le streaming de Rayleigh.*

Le tableau ci-dessous résume les paramètres influençant le streaming.

	Série 2-4	Série 2-5	Série 2-6
<i>Nombre de Reynolds non linéaire Re_{NL}</i>	4,9	3,1	3,6
<i>Nombre de Mach M</i>	0,033	0,026	0,028
<i>Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite visqueuse Re_{δ_v}</i>	345	273	295
<i>Régime</i>	transitoire	laminaire	transitoire
<i>Drive ratio Dr</i>	4,9%	4,4%	5,3%

TABLEAU E-2 - Valeur des nombres caractéristiques de l'étude du streaming acoustique relatifs aux séries 2-4 à 2-6 présentées.

Les courbes de la FIGURE E-1 montrent que l'amplitude des variations des vitesses de l'écoulement redressé est plus faible avec l'argon.

Cependant en calculant les nombres de Prandtl respectifs de l'air et l'argon, on trouve 0,72 et 0,68, ce qui nous indiquerait que l'argon serait plus susceptible de subir un streaming plus important. Cette constatation est d'ailleurs confirmée par les valeurs de la vitesse du son dans un écoulement d'air ou d'argon, respectivement 344 m/s ou 317 m/s. Or il est parfois mentionné qu'en favorisant les gaz pour lesquels la vitesse du son est élevée, on diminue l'importance du streaming.

Nos observations semblent en contradiction avec ce raisonnement même en surestimant fortement les incertitudes de mesures. Les fondements physiques de cette tendance restent donc à préciser et/ou approfondir quant aux conditions nécessaires. Quant aux expériences, elles seront à réitérer d'une part dans des conditions identiques afin de vérifier une fois de plus si ce ne sont pas des conditions particulières d'expérimentation qui ont permis d'aboutir à ces résultats et d'autre part dans des conditions de Re_{NL} identiques plutôt qu'à Dr identique. Les comparaisons seraient peut être plus appropriées.

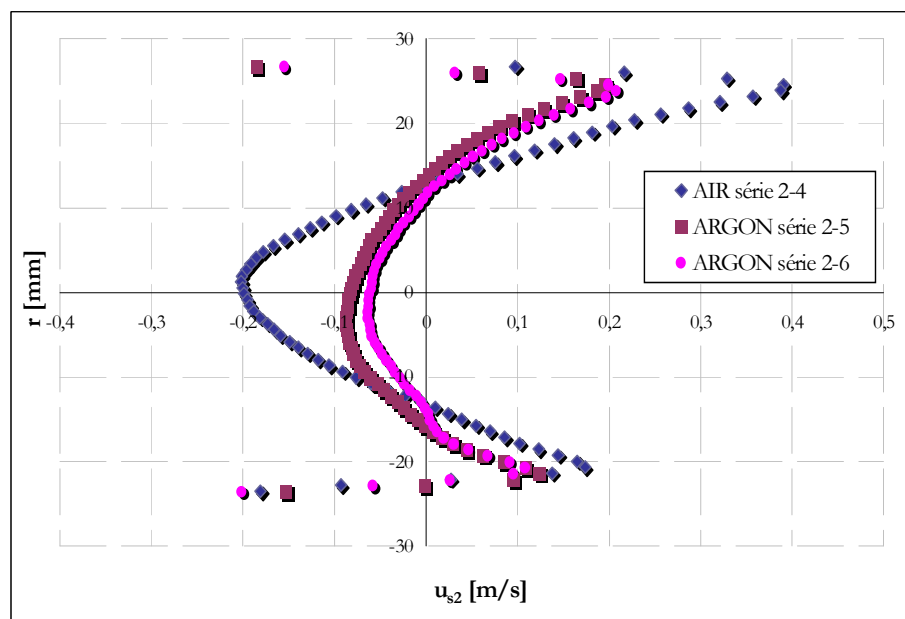


FIGURE E-1 - *Profils de vitesse du streaming des séries 2-4 à 2-6.*

Références

- [1] Rossing T.D., Dunn F., Hartmann W.M., Campbell D.M., Fletcher N.H., *Thermoacoustics*, in: Handbook of Acoustics, Springer, New York, (2007), pp. 239-255.
- [2] Sounds cool !, The Ben & Jerry's Project. [en ligne]. Penn State Graduate Program in Acoustics. [référence du 28 janvier 2013]. Disponible sur internet :
<<http://www.acs.psu.edu/thermoacoustics/refrigeration/benandjerrys.htm>>, (2006).
- [3] THATEA. [en ligne]. THATEA Home Page. (2010). [réf. du 28 janvier 2013]. Disponible sur internet : < <http://www.thatea.eu/home/>>.
- [4] Rott N., *Thermoacoustics*, Advances in Applied Mechanics **20**, (1980), pp.135-175.
- [5] Swift G. W., *A unifying perspective for some engines and refrigerators*, Acoustical Society of America through the American Institute of Physics, (2002).
- [6] Aktas M., Ozgumus T., *The effects of acoustic streaming on thermal convection in an enclosure with differentially heated horizontal walls*, International Journal of Heat and Mass Transfer **53**, (2010), pp. 5289-5297.
- [7] Higgins B., Nicholson's Journal **1**, 130, (1802).
- [8] Sondhaus C., *Über die schallswingungen der luft in erhitzten glasrohren und gedeckten pfeifen von ungleicher weite*, Annals of Physics **79**, 1, (1850).

- [9] Rayleigh J.W.S., The theory of sound, Dover, New York, 2nd edition, (1945).
- [10] Gifford W.E., Longsworth R.C., *Surface heat pumping*, Advances in Cryogenic Engineering **11**, 71, (1966).
- [11] Merkli P., Thomann H., *Thermoacoustic effects in a resonance tube*, Journal of Fluid Mechanics **70**, (1975), pp. 161-177.
- [12] Ceperley P.H., *A pistonless Stirling engine - the traveling wave heat engine*, Journal of Acoustical Society of America **66**, (1979), pp. 1508-1513.
- [13] Yazaki T., Tominaga A., Narahara Y., *Experiments on thermally driven acoustic oscillations of gaseous helium*. Journal of Low Temperature Physics **41**, (1980), pp. 45-60.
- [14] Hofler T.J., Wheatley J.C., Swift G.W., Migliori A., *Acoustic cooling engine*, (1988), US Patent No. 4,722,201
- [15] Hofler T. J., *Thermoacoustic refrigerator design and performances*, Ph.D. Thesis, Physics Department, University of California at San Diego, (1986).
- [16] Swift G.W., *Analysis and performance of a large thermoacoustic engine*, Journal of Acoustical Society of America **92**, (1992), pp. 1551-1563.
- [17] Ward B., Swift G.W., *Design Environment for Low-Amplitude ThermoAcoustic Engines DeltaE Tutorial and User's Guide*, LANL, <http://lanl.gov/thermoacoustics/Manual/DeltaEdoc.pdf> , (2004).
- [18] Huifang K., Gang Z., Qing L., *Thermoacoustic effect of travelling-standing wave*, Cryogenics **50**, 8, (2010), pp. 450-458.
- [19] Debesse P., *Vers une mesure du vent thermoacoustique*, Thèse Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, (2008).
- [20] Tijani M.E.H., Zeegers J.C.H., De Waele A.T.A.M., *Design of thermoacoustic refrigerators*, Cryogenics **42**, 1, (2002), pp. 49-57.
- [21] Nsofor E.C., Azrai A., *Experimental study on the performance of the thermoacoustic refrigerating system*, Applied Thermal Engineering **29**, 13, (2009), pp. 2672-2679.
- [22] Baillet H., *Machines thermoacoustiques : études analytiques et expérimentales de couplage et d'effets non linéaires acoustiques*, Thèse de doctorat de l'université du Maine, Le Mans, (1998).

- [23] Campo A., Papari M.M., Abu-Nada E., *Estimation of the minimum Prandtl number for binary gas mixture formed with light helium and certain heavier gases : application to thermoacoustic refrigerators*, Applied Thermal Engineering **31**, 16, (2011), pp. 3142-3146.
- [24] Giacobbe F.W., *Estimation of Prandtl numbers in binary mixtures of helium and other noble gases*, Journal of Acoustical Society of America **96**, (1994), pp. 3568-3580.
- [25] Tijani M.E.H., Zeegers J.C.H., De Waele A.T.A.M., *Prandtl number and thermoacoustic refrigerators*, Journal of the Acoustical Society of America **112**, 1, (2002), pp. 134-143.
- [26] Giacobbe F.W., *Heat transfer capability of selected binary gaseous mixtures relative to helium and hydrogen*, Applied Thermal Engineering **18**, 3-4, (1997), pp. 199-206.
- [27] Belcher J.R., Slaton W.V., Raspet R., Bass H.E., Lightfoot J., *Working gases in thermoacoustic engines*, Journal of Acoustic Society of America **105**, 5, (1999), pp. 2677-2684.
- [28] Arnott W.P., Bass H.E., Raspet R., *General formulation of thermoacoustics for stacks having arbitrarily shaped pore cross sections*, Journal of Acoustical Society of America **90**, (1991), pp. 3228-3237.
- [29] Yaron R., Shokralla S., Yuan J., Bradley P.E., Radebaugh R., *Etched foil regenerator*, Advances in Cryogenic Engineering **41**, (1996), pp. 1339-1346.
- [30] Hariharan N.M., Sivashanmugam P., Kasthuriengan S., *Influence of stack geometry and resonator length on the performance of thermoacoustic engine*, Applied Acoustics **73**, 10, (2012), pp. 1052-1058.
- [31] Hariharan N.M., Sivashanmugam P., Kasthuriengan S., *Effect of resonator length and working fluid on the performance of twin thermoacoustic heat engine – experimental and simulations studies*, Computers & Fluids **75**, (2013), pp. 51-55.
- [32] Piccolo A., *Heat transfer characteristics of parallel-plate thermoacoustic heat exchangers*, ASME-ATE-UIT 2010, Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems, 16-19 May 2010, Sorrento, Italy.
- [33] Piccolo A., *Numerical computation for parallel plate thermoacoustic heat exchangers in standing wave oscillatory flow*, Internal Journal of Heat and Mass Transfer **54**, (2011), pp. 4518-4530.

- [34] Jaworski A.J., Piccolo A., *Heat transfer processes in parallel-plate heat exchangers of thermoacoustic devices – numerical and experimental approaches*, Applied Thermal Engineering **42**, (2012), pp. 145-153.
- [35] Nika P., *Convertisseurs thermoacoustiques Moteurs et générateurs*, Techniques de l'ingénieur, Référence BE8061, (2008).
- [36] Backhaus S., Swift G.W., *A thermoacoustic Stirling heat engine*, Nature **399**, (1999), pp. 335-338.
- [37] Pierens M., Thermeau J-P., Le Polles T., Duthil P., *Experimental characterization of a thermoacoustic travelling-wave refrigerator*, ICF MHTT 2011, International Conference on Fluid Mechanics, Heat Transfer and Thermodynamics, 13-15 July 2011, Amsterdam, The Netherlands.
- [38] Olson J.R., Swift G.W., *Acoustic streaming in pulse tube refrigerators: Tapered pulse tubes*, Cryogenics **37**, 12, (1998), pp. 769-776.
- [39] Tang K., Chen G.B., Jin T., Bao R., Li X.M., *Performance comparison of thermoacoustic engines with constant-diameter resonant tube and tapered tube*, Cryogenics **46**, 10, (2006), pp. 699-704.
- [40] Hu J.Y., Luo E.C., Wu Z.H., Dai W., Zhu S.L., *Investigation of an innovative method for DC flow suppression of double inlet pulse tube coolers*, Cryogenics **47**, 5-6, (2007), pp. 287-291.
- [41] Smith M.M., *Hearing History: A Reader*, University of Georgia Press, 30 Juin 2004, p.73.
- [42] Menet J-L, Cours de mécanique des fluides, filière mécanique-énergétique, 2^{ème} année Ecole Nationale Supérieure d'Informatique, d'Automatique et de Mécanique- Energétique (ENSIAME), (2008).
- [43] Fiat O., Guichard H., *Toute la physique de SPE PC-PSI*, Belin éditions, (2005), pp. 277-309.
- [44] Paridaens R., *Analyse et caractérisation des écoulements redressés dans un moteur thermoacoustique annulaire*, Thèse de L'université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [45] Yano T., *Numerical simulation of formation of asymmetric acoustic streaming in resonators*, Abstract submitted for the DFD05 Meeting of The American Physical Society, (2005).

- [46] Yano T., *Numerical Study of High Reynolds Number Acoustic Streaming in Resonators*, CP838, Innovations in Nonlinear Acoustics: 17th International Symposium on Nonlinear Acoustics, edited by A. A. Atchley, V. W. Sparrow, and R. M. Keolian, (2006), American Institute of Physics.
- [47] Yazaki T., Tominaga A., *Measurement of sound generation in thermoacoustic oscillations*, Proceedings of the Royal Society of London A **454**, (1998), pp. 2113-2122.
- [48] Menguy L., Gilbert J., *Non-linear Acoustic Streaming Accompanying a Plane Stationary Wave in a Guide*, Acta Acustica **86**, (2000), pp. 249-259.
- [49] Merkli, P., Thomann, H., *Transition to turbulence in oscillatory pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics **68**, (1975), pp. 567-575.
- [50] Fishler L.S., Brodkey R.S., *Transition, turbulence and oscillating flow in a pipe*, Experiments in Fluids **11**, (1991), pp. 388-398.
- [51] Moreau S., *Conception d'un dispositif expérimental et étude de l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaires: transition à la turbulence et écoulements redressés*, Thèse de l'université de Poitiers, Septembre 2007.
- [52] Debesse P., Baltean Carlès D., Lusseyran F., François M-X., *Analyse expérimentale des effets non linéaires dans les systèmes thermoacoustiques*, 18ème congrès français de mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007.
- [53] Gaitan D.F., Atchley A.A., *Finite amplitude standing waves in harmonic and anharmonic tubes*. Journal of Acoustical Society of America **93**, 5, (1993), pp. 2489-2495.
- [54] Eckmann D.M., Grotberg J.B., *Experiments on transition to turbulence in oscillatory pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics **222**, (1991), pp. 329-350.
- [55] Hino M., Sawamoto M., Takasu S., *Experiments on transition to turbulence in a oscillatory pipe flow*, Journal of Fluid Mechanics **75**, 2, (1976), pp. 93-207.
- [56] Faraday M., *On a peculiar class of acoustical figures, and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces*, Philosophical Transactions of the Royal Society **121**, (1831), pp. 299-340.
- [57] Penelet G., Gusev V., Lotton P., Bruneau M., *Nontrivial influence of acoustic streaming on the efficiency of annular thermoacoustic prime movers*, Physics Letters A **351**, (2006), pp. 268-273.

- [58] Mironov M., Gusev V., Auregan Y., Lotton P., Bruneau M., Pialakov P., *Acoustic streaming related to minor loss phenomenon in differentially heated elements of thermoacoustic devices*, Journal of Acoustical Society of America **112**, 2, (2002), pp. 441-445.
- [59] Menguy L., *Propagation acoustique non linéaire dans les guides monodimensionnels*, Thèse de l'université du Maine, Mai 2001.
- [60] Schlichting H., *Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen (calcul of plane periodic boundary layer streaming)*, Physik Zeitung **33**, (1932), pp. 327-335.
- [61] Baillet H., Gusev V., Raspet R., Hiller R.A., *Acoustic streaming in closed thermoacoustic devices*, Journal of Acoustical Society of America **110**, 4, (2001), pp. 1808-1821.
- [62] Waxler R., *Stationary velocity and pressure gradients in a thermoacoustic stack*, Journal of Acoustical Society of America **109**, (2001), pp. 2739–2750.
- [63] Thompson M.W., Atchley A.A., *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry*, Acoustical Society of America **117**, 4, (2005), pp. 1828-1838.
- [64] Schuster K., Matz W., *Über stationäre Strömungen im Kundtschen Rohr ('On the steady flows in a Kundt's tube)*, Akustik Zeintung **5**, (1940), pp. 349–352.
- [65] In 't Panhuis P. H. M. W., *Mathematicals aspects of Thermoacoustics*, Thèse de l'Université d'Eindhoven, Juin 2009.
- [66] Chaitou H., *Etude d'optimisation par essais particuliers d'un moteur thermoacoustique : application au couplage avec un générateur électrique linéaire*, Thèse de l'université de Franche-Comté, 2013.
- [67] Olson J.R., Swift G.W., *Acoustic streaming in pulse tube refrigerators: Tapered pulse tubes*, Cryogenics **37**, 12, (1998), pp. 769–776.
- [68] Campbell M., Cosgrove J.A., Greated C.A., Jack S., Rockliff D., *Review of LDA and PIV applied to the measurement of sound and acoustic streaming*, Optics and Laser Technology **32**, (2000), pp. 629–639.
- [69] Sourice A., Le Duff A., Lebon S., Blondeau J., Gazengel B., *Mesures de vitesses acoustiques en temps-réel par LDV*, Congrès Francophone de Techniques Laser, Toulouse, 2006.

- [70] Valière J-C., Herzog P., Valeau V., Tournois G., *Acoustic velocity measurements in the air by means of laser Doppler Velocimetry : dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements*, Journal of sound and vibration **229**, 3, (2000), pp. 607-626.
- [71] Gazengel B., Poggi S., *Measurement of acoustic particle velocities in enclosed sound field: Assessment of two Laser Doppler Velocimetry measuring systems*, Applied Acoustics **66**, (2005), pp. 15-44.
- [72] Bailly Y., *Analyse expérimentale des champs acoustiques par méthodes optiques et microcapteurs de température et de pression*, Thèse de l'Université de Franche-Comté, Belfort, 1998.
- [73] Thompson M.W., Atchley A.A., *Simultaneous measurements of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry*, Journal of Acoustical Society of America **117**, 4, (2005), pp. 1828-1838.
- [74] Poignand G., *Réfrigérateur thermoacoustique : étude du système compact et du comportement transitoire*, Thèse de l'école doctorale de l'université du Maine, Le Mans, 2006.
- [75] Michard M., Blanc-Benon P., Grosjean N., Nicot C., *Apport de la Vélocimétrie par Images de Particules pour la caractérisation du champ de vitesse acoustique dans une maquette de réfrigérateur thermoacoustique*, 9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Septembre 2004.
- [76] Nabavi M., Siddiqui K., Dargahi J., *Measurement of the acoustic velocity field of non linear standing waves using the synchronized PIV technique*, Experimental Thermal and Fluid Science **33**, (2008), pp. 123-131.
- [77] Siddiqui K., Nabavi M., *Measurement of the acoustic velocity characteristics in a standing-wave tube using out of phase PIV*, Flow Measurements and Instrumentation **19**, (2009), pp. 364-369.
- [78] Nabavi M., Siddiqui K., Dargahi J., *Analysis of regular and irregular acoustic streaming patterns in a rectangular enclosure*, Wave motion **46**, (2009), pp. 312-322.
- [79] Huelisz G., López-Alquicira F., *Hot-wire anemometry in acoustic waves*, Experiments in Fluids **30**, (2001), pp. 283-285.
- [80] Medwin H., *An Acoustic Streaming Experiment in Gases*, Journal of Acoustical Society of America **26**, 3, (1954), pp. 332-341.

- [81] Debesse P., Baltean-Carles D., Lusseyran F., François M-X., *Adaptation de la vélocimétrie par images de particules à l'analyse des effets non linéaires en thermoacoustique*, CFTL, Toulouse, 2006.
- [82] Debesse P., Baltean-Carlès D., Lusseyran F., François M-X., *Experimental Analysis Of Nonlinear Phenomena In A Thermoacoustic System*, 18th International Symposium on Nonlinear Acoustics (ISNA), July 2008.
- [83] Moreau S., Bailliet H., Valière J-C., *Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser doppler velocimetry*, Journal of Acoustical Society of America **123**, 2, (2008), pp. 640-647.
- [84] Desjouy C., *Etudes thermoacoustiques en résonateurs annulaires : mesure des écoulements redressés par velocimétrie laser doppler, et contrôle actif de l'amplification thermoacoustique*, Thèse de l'Académie de Nantes, 2010.
- [85] Nabavi M., Siddiqui K., Dargahi J., *Effects of transverse temperature gradient on acoustic and streaming velocity fields in a resonant cavity*, Applied Physics Letters **93**, 5, (2008).
- [86] Thompson M.W., Atchley A.A., Maccarone M-J., *Influence of a temperature gradient and fluid inertia on acoustic streaming in a standing wave*, Journal of Acoustical Society of America **117**, 4, (2005), pp. 1839-1849.
- [87] Berson A., *Vers la miniaturisation des réfrigérateurs thermoacoustiques : caractérisation du transport non-linéaire de chaleur et des écoulements secondaires*, Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [88] Bonnet D., *Vélocimétrie par images de particules (PIV) pour le diagnostic d'écoulement de boucle d'air automobile*, Thèse de l'Université de Franche-Comté, Belfort, 2012.
- [89] Girardot L., *Eléments sur la vélocimétrie laser, cours et formation donnés par Femto-St*, Belfort, 2001.
- [90] Raffel M., Willert C., Kompenhans J., *Particle Image Velocimetry – A practical guide*, Springer – ISBN 3-540-63683-8.
- [91] Abduljalil A.S., Yu Z., Jaworski A.J., *Selection and experimental evaluation of low-cost porous materials for regenerator applications in thermoacoustic engines*, Materials & Design **32**, 1, (2011), pp. 217 -228.

- [92] Doghmane M.Y., *Phénomènes d'interaction fluide/paroi en écoulement instationnaire avec transfert de chaleur*, Thèse de l'Université de Franche-Comté, Belfort, 2014.
- [93] Biwa T., Takahashi T., Yazaki T., *Observation of travelling thermoacoustic shock waves*, Journal of Acoustical Society of America **130**, 6, (2011), pp. 3558-3561.
- [94] Saenger R.A., Hudson G.E., Journal of Acoustical Society of America **32** (961), (1960)
- [95] Chester W., *Resonant oscillations in closed tubes*, Journal of Fluid Mechanics 18, 1, (1964), pp. 44-64.
- [96] Ohmi M., Iguchi M., Kakehashi K., Masuda T., *Transition to turbulence and velocity distribution in an oscillating pipe flow*. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers **25**, 201, (1982), pp. 365-371.
- [97] Ohmi M., Iguchi M., Critical *Reynolds number in an oscillating pipe flow*. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers **25**, 200, (1982), pp. 165-172
- [98] Ohmi M., Iguchi M., Urahata I., *Flow patterns and frictional losses in an oscillating pipe flow*, Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers **25**, 202, (1982), pp. 536-543.

Résumé :

Les effets non linéaires de l'acoustique et en particulier le streaming de Rayleigh ne sont pas des phénomènes nouveaux et ils ont par ailleurs été le sujet de nombreuses études. Ils ont néanmoins été adoptés comme point de départ de cette thèse, à ceci près que nous avons choisi de les appliquer ici au cas particulier de la thermoacoustique. Cette nouvelle discipline met en œuvre un processus basé sur la conversion réciproque entre énergie acoustique et énergie thermique. C'est une nouvelle technologie propre et fiable qui a de nombreux avantages. Cependant lorsque les machines thermoacoustiques fonctionnent à forts niveaux acoustiques des effets indésirables viennent perturber le fonctionnement et même réduire le rendement.

Durant cette thèse nous nous sommes donc efforcés à analyser et évaluer expérimentalement ces effets indésirables et non linéaires qui se caractérisent entre autres par l'apparition de streaming de Rayleigh. Un objectif pas si élémentaire car ces phénomènes mènent généralement à des situations délicates où les interactions et couplages entre les différents effets rencontrés sont très présents.

L'interaction d'un gradient de température au sein du résonateur, de la géométrie de ce dernier ou encore l'interaction d'un stack thermoacoustique sur le streaming de Rayleigh sont autant de points sur lesquels nous nous sommes concentrés. Pour mener à terme cette étude, un premier résonateur acoustique muni d'une cellule de mesure a été utilisé pour valider la méthode expérimentale retenue. La PIV (Velocimétrie par Image de Particules) s'est avérée être la technique la plus appropriée à la mesure des non linéarités de l'écoulement et du streaming de Rayleigh. Un second résonateur a ensuite été réalisé puis mis en place afin d'effectuer des mesures de plus grande envergure. Les résultats confirment les conclusions tirées de précédentes études et montrent la présence de deux cellules contrarotatives au sein du résonateur. Par ailleurs l'ensemble du résonateur a pu être cartographié permettant ainsi de visualiser l'ensemble des écoulements secondaires présents. L'intrication du streaming avec la température se révèle complexe. L'introduction de nouveaux éléments dans le résonateur –tels que les échangeurs- vient en effet créer des phénomènes qui se superposent aux effets déjà présents.

Mots-clés : thermoacoustique, acoustique, PIV, streaming de Rayleigh, expérimentation, non linéarité

Abstract :

Nonlinear acoustic effects and Rayleigh streaming in particular may not be new phenomena however it was adopted as the starting point of this thesis, except that we have chosen to apply it to the particular case of thermoacoustics. This new discipline based on reverse conversion between thermal and acoustic energy is used in systems such as thermoacoustic engines and refrigerators. This is a new, clean and reliable technology that has many advantages. However, when these machines operate at high acoustic levels unwanted and nonlinear effects appear reducing the machine performances.

In this thesis we tried to analyze and experimentally evaluate these effects which among other things are characterized by the appearance of Rayleigh streaming. This goal is not so elementary as these second-order phenomena generally lead to tricky situations where interactions and couplings between the different effects encountered are very present.

The interaction of a temperature gradient within the resonator, the geometry of the latter or the interaction of a thermoacoustic stack on Rayleigh streaming are many points on which we focused. To complete this study, an acoustic resonator with a measurement cell was first used to validate the experimental method chosen. PIV (Particle Image Velocimetry) has proven to be the most appropriate technique for the measurement of acoustical nonlinearities and Rayleigh streaming. A second resonator was then achieved and implemented in the laboratory to make measurements on a larger scale. The results confirm the findings of previous studies and show the presence of two counter-rotating cells within the resonator. Moreover the entire resonator has been mapped allowing visualizing all secondary flows present. The interaction of streaming with temperature is complex. The introduction of new elements in the resonator such as heat exchangers has indeed created additional phenomena that superimposed on already existing effects.

Keywords : thermoacoustics, acoustics, PIV, Rayleigh streaming, experimentation, nonlinearities

